

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

PAR

Jean-Pierre COHEN

PREMIÈRE THÈSE

"Etude de quelques réactions (p, 3p xn) induites dans ^{51}V ,
 ^{59}Co et ^{93}Nb . Analyse des différents mécanismes."

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 22 Mai 1968 devant la Commission d'examen.

M. J. TEILLAC

Président

MM. G. BOUSSIÈRES
M. LEFORT
M. GUSAKOW

} Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

PAR

Jean-Pierre COHEN

PREMIÈRE THÈSE

"Etude de quelques réactions (p, 3p xn) induites dans ^{51}V ,
 ^{59}Co et ^{93}Nb . Analyse des différents mécanismes."

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 22 Mai 1968 devant la Commission d'examen.

M. J. TEILLAC

Président

MM. G. BOUSSIÈRES
M. LEFORT
M. GUSAKOW

} Examineurs

Je voudrais exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur Bouissières qui m'a accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire, puis m'a permis de préparer ce travail et en a accepté la direction. Je ne saurais oublier la bienveillante autorité sous laquelle a été accomplie cette tâche et l'oreille attentive qu'il a toujours prêtée à mes propos.

Que Monsieur le Professeur Teillac trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour m'avoir accepté, pour une période prolongée, au sein de son groupe et pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter personnellement au développement de cette thèse.

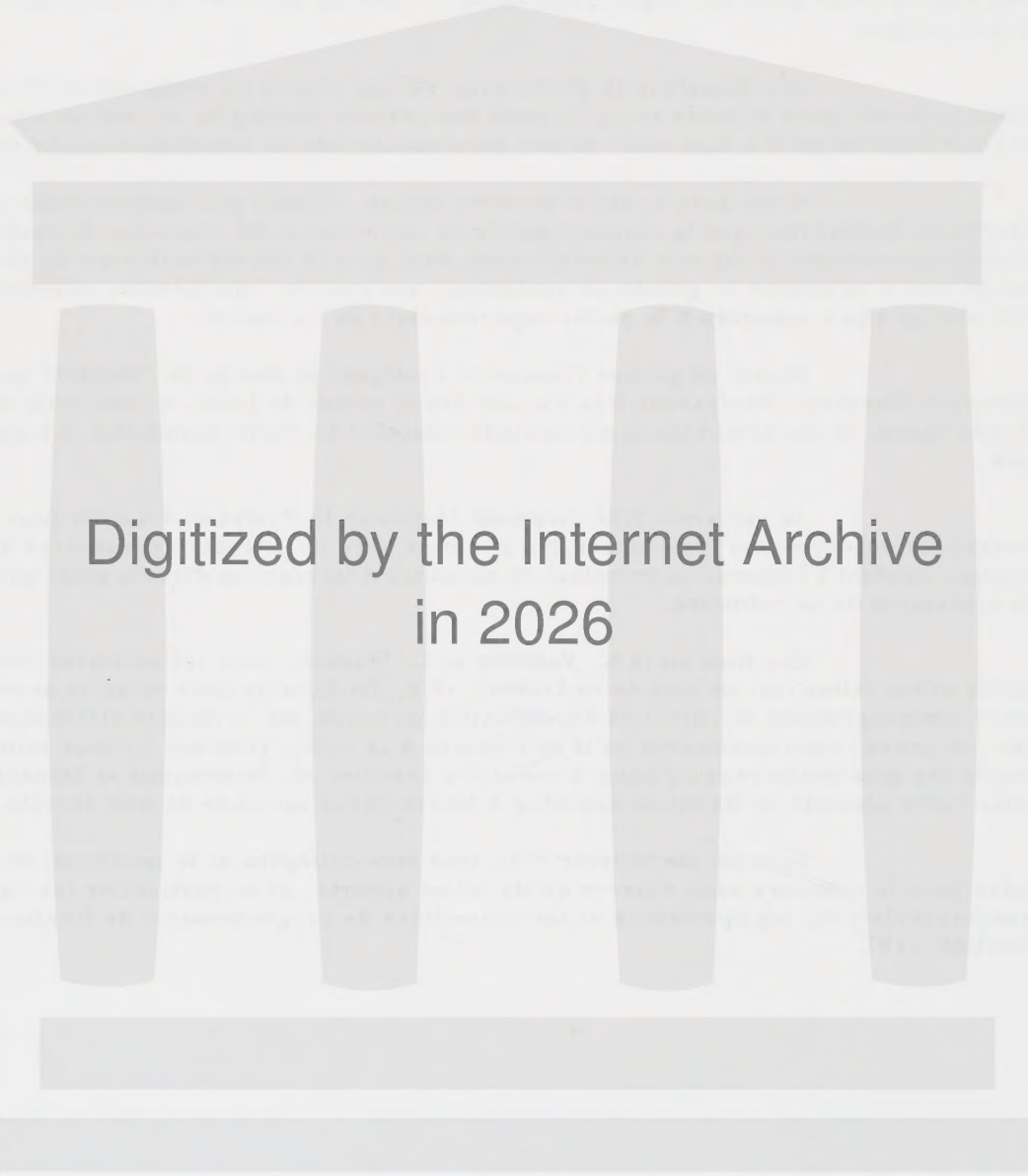
C'est dans le cadre de cette équipe, animée par Mademoiselle Albouy, Maître de Recherche, que la majeure partie de ce travail a été réalisée. Je voudrais lui témoigner combien je lui suis reconnaissant, tant pour la chaude ambiance de camaraderie qu'elle a su donner au groupe de spallation, que pour la collaboration efficace et sans réserve qu'elle a apportée à la partie expérimentale de ce travail.

Parmi ce groupe j'aimerais souligner la charge de "mentor" que Monsieur Gusakow, Professeur à la Faculté des Sciences de Lyon, a bien voulu assumer à mon égard, et les nombreuses discussions amicales au cours desquelles il a guidé mes pas.

Je remercie très vivement Monsieur le Professeur Lefort pour les conversations extrêmement fructueuses que j'ai eues avec lui et certains membres de son équipe, pendant l'élaboration du calcul de cascades d'interaction directe ainsi que lors de la discussion de ce mémoire.

Que mes amis L. Valentin et C. Stephan, pour les critiques fécondes qu'ils m'ont faites tout au long de ce travail, et R. Da Silveira pour m'avoir permis d'utiliser son programme de calcul de désexcitation du noyau par le modèle statistique et pour les nombreux éclaircissements qu'il m'a donnés à ce sujet, trouvent ici mes remerciements les plus chaleureux ; j'aurai à coeur d'y associer M. Hussonnois et Madame Lièbe pour l'aide amicale qu'ils m'ont apportée à divers titres au cours de mon travail.

Je voudrais pouvoir citer tous mes collègues et le personnel du laboratoire pour le concours sans réserve qu'ils m'ont apporté, et en particulier les équipes du synchrocyclotron, les opérateurs et les conseillers de programmation de l'ordinateur UNIVAC 1107.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554022_0006

INTRODUCTION

Les expériences de diffusion des électrons par la matière nucléaire ont permis de faire progresser nos connaissances sur la surface nucléaire. Hofstadter (1) a conclu à une répartition des charges dans le noyau présentant une distribution de la forme $\rho(R) = \rho_0 / (1 + \exp(\frac{R-C}{\sigma}))$ où ρ_0 est la densité de charge au centre du noyau, C le rayon correspondant à la densité de charge $\rho_0/2$. Notons cependant que les résultats expérimentaux ne permettent de préciser cette distribution que pour la région intermédiaire entre le coeur et la frange extrême du noyau.

La notion expérimentale de bord diffus s'est traduite dans les modèles nucléaires par une modification de l'expression analytique du potentiel. Wilkinson (2) a fait le point sur l'état de nos connaissances concernant la structure nucléaire en surface. Il a examiné les quatre questions suivantes : la texture de la surface, l'importance de la densité nucléaire aux grandes distances du centre, le rapport proton-neutron et la distribution des quantités de mouvement ; il n'apporte une réponse qualitative qu'à la première : on peut estimer en effet que l'agrégat nucléaire, à la surface, est relativement désorganisé et que si des sous-structures α sont concevables c'est dans la région définie approximativement par $\rho_0/2 > \rho > 0,15 \rho_0$.

Parmi les voies expérimentales qui permettent l'obtention d'informations intéressant la structure superficielle, Wilkinson cite l'étude, sur le faisceau, des réactions α , 2α (Igo et al. (3)), l'exposition des plaques nucléaires au bombardement protonique (Hodgson (4)), la détection du rayonnement γ caractéristique de certains niveaux des noyaux résiduels (Clegg (5)) et enfin la décroissance radioactive des niveaux fondamentaux de certains noyaux résiduels.

Utilisant cette dernière voie, nous avons tenté de mesurer les sections efficaces de formation de quelques noyaux résiduels ${}_{Z-2}^{A-2-x}M$ par bombardement protonique de noyaux cibles ${}_Z^AM$. Plusieurs réactions peuvent concourir à la formation de ces nucléides selon les cas. En effet si on considère le noyau résiduel ${}_{Z-2}^{A-2-x}M$, il peut être produit, soit par une réaction dans laquelle seuls des nucléons sont émis, ou encore si $x > 2$ par une réaction avec émission d'une particule α . Pour chacune de ces deux réactions globales, on peut différencier divers mécanismes selon que les protons ou la particule α ont été évaporés ou bien émis directement. Dans l'hypothèse où la particule α est éjectée pendant la phase rapide du processus en deux étapes proposé par Serber (6), deux possibilités peuvent être envisagées essentiellement pour expliquer son émission :

- le "pick-up" d'un triton,
- l'éjection d'une sous-structure α .

Le choix des noyaux cibles utilisés ${}_Z^AM$ a tout d'abord été déterminé

par la possibilité pour ceux-ci de conduire à des noyaux résiduels ${}^{A-2-x}_{Z-2}M$ dosables radiochimiquement. Le ${}^{51}_{23}V$ présente cet avantage puisque l'état fondamental des isotopes de scandium de masse 48, 47, 46, 44^f et l'état isomérique 44^mSc sont identifiables par leur radioactivité γ caractéristique. Nous avons choisi d'étudier ces mêmes réactions sur ${}^{93}_{41}Nb$ qui semblait présenter des avantages comparables au ${}^{51}_{23}V$ du point de vue des mesures, et pouvoir donner des informations sur les noyaux de masse moyenne. Enfin nous avons complété notre étude en irradiant le ${}^{59}_{27}Co$ car plusieurs auteurs ayant trouvé pour la section efficace de la réaction ${}^{59}Co(p, 3p 3n)$ une valeur anormalement grande, il nous a paru intéressant puisque ce noyau s'y prêtait, de mesurer la probabilité de formation des noyaux résiduels ${}^{56}_{25}Mn$, ${}^{54}_{25}Mn$, ${}^{52f}_{25}Mn$ et ${}^{52m}_{25}Mn$.

De l'analyse des fonctions d'excitation des réactions $(p, 3p Xn)$ nous espérons déduire des informations concernant grosso modo, la part d'interaction directe sur une sous-structure α , celle de l'évaporation α et enfin celle correspondant à l'émission des seuls nucléons soit par interaction directe, soit par évaporation. Les seuils des réactions observées et les valeurs anormalement grandes des sections efficaces rencontrées, mettent en évidence l'émission de particules α , mais seul un calcul peut faire apparaître l'importance des contributions des différents mécanismes.

Les résultats sur le niobium étant trop fragmentaires et son comportement intermédiaire entre les noyaux de masse moyenne et les noyaux lourds, nous avons porté nos efforts sur l'interprétation des réactions induites par des éléments cibles relativement légers comme ${}^{51}_{23}V$ et ${}^{59}_{27}Co$.

Dans la première partie, nous consacrerons à l'exposé de nos méthodes expérimentales deux chapitres : le premier relatif aux conditions d'irradiation et au traitement chimique des cibles, le second aux mesures physiques. Les résultats expérimentaux et les erreurs qui les entachent seront discutés dans un troisième chapitre.

Le centre d'intérêt de notre travail étant la tentative d'évaluation du nombre de sous-structures α dans le bord diffus du volume nucléaire, la deuxième partie relative au calcul et à l'interprétation sera plus largement traitée. Après un rapide tour d'horizon montrant la nécessité d'utiliser des modèles statistiques pour interpréter les résultats de nos expériences, nous avons fait une place toute spéciale aux calculs de cascades nucléons-alpha, qui est la contribution originale la plus importante de cette étude. Nous nous sommes astreints d'autre part à dégager les hypothèses fondamentales, la nécessité de leur emploi et leurs conditions de validité, et ceci tout en limitant au maximum l'exposé des détails techniques dont la complexité masque souvent les réalités physiques.

Nous verrons enfin dans la troisième partie qu'un certain désaccord apparaît quant à la position des maximums des fonctions d'excitation des réactions $p, 3p 3n$ et $p, 3p 5n$ mesurées et calculées, désaccord que nous tenterons d'expliquer.

P R E M I E R E P A R T I E

CHAPITRE I

METHODES EXPERIMENTALES

I - Faisceau de protons.

Les cibles ont été irradiées par le faisceau interne du synchrocyclotron à protons de la Faculté des Sciences d'Orsay. Le dispositif utilisé pour les irradiations permet de faire varier la distance de la cible au centre de l'accélérateur et de ce fait l'énergie moyenne des protons rencontrant la cible. La position de la source d'ions ainsi que de certains volets et accessoires situés au centre de la chambre d'accélération introduit une limite inférieure de 55 cm au rayon d'irradiation. Entre cette valeur et 119 cm (rayon maximum de la machine) l'énergie des protons croît de 37 à 155 MeV.

A - Définition en énergie du faisceau.

On sait que les protons subissent pendant leur cycle d'accélération, des oscillations de phase et bétatroniques et que celles-ci sont responsables de la définition en énergie du faisceau qui rencontre la cible. Un travail expérimental (8) entrepris sur ce même accélérateur a permis d'estimer les effets de ce phénomène vers 90 MeV. Il semble que l'on doive distinguer deux cas :

1 - lorsque la cible est épaisse (c'est-à-dire que la perte moyenne d'énergie des protons par diffusion élastique dans la traversée de la cible est supérieure à 3 MeV) les protons n'ayant pas réagi ne peuvent pas être repris par le programme d'accélération et par le fait retomber sur la cible. Alors l'énergie moyenne a été trouvée inférieure de 8 % à l'énergie nominale.

2 - lorsque la cible est mince, les protons diffusés peuvent être partiellement recyclés, mais leurs orbites sont décalées de telle manière que le faisceau secondaire ainsi constitué frappe la cible entre le troisième et le neuvième millimètre à partir du bord. L'énergie de ces protons est en moyenne de 2 % inférieure à celle du faisceau principal mais la dispersion est moins forte.

Récemment les Services techniques de l'accélérateur (9) ont effectué une étude pour améliorer le faisceau tant en intensité qu'en résolution en énergie. Ils ont montré que divers paramètres tels que la nature de l'extracteur de la source d'ions, la tension

haute fréquence appliquée sur la source d'ions, la polarisation de l'aimant ont des répercussions importantes sur les qualités du faisceau.

En résumé il faut se montrer prudent pour définir l'énergie moyenne des protons et la largeur de la distribution car les différents facteurs dont l'amplitude des oscillations radiales sont tributaires, ont varié, d'une part au cours du temps, après des modifications des caractéristiques de la machine, et d'autre part d'une irradiation à l'autre, en fonction des conditions de vide et de haute fréquence du moment.

B - Monitoring du faisceau.

L'intensité du faisceau de protons était en général de l'ordre de $2 \mu\text{A}$. Des autoradiogrammes faits sur une feuille d'aluminium placée à différents rayons ont montré que la plage irradiée par les protons mesurait 15 mm environ et que sa trace oscillait légèrement autour du plan médian de la machine.

Il n'est pas possible de mesurer de manière absolue le flux protonique à l'intérieur du synchrocyclotron, aussi a-t-on utilisé des mesures relatives. La fonction d'excitation de la réaction $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$ établie par divers auteurs (10) à l'aide d'un faisceau externe étalonné par une chambre de Faraday, nous a servi de moniteur. Nous avons aussi utilisé dans certains cas la fonction d'excitation de la réaction $^{12}\text{C}(p, 3p\ 3n)^7\text{Be}$ déterminée par Brun et al. (11) avec le même accélérateur que nous. Nous avons détecté les noyaux de ^{11}C par le rayonnement γ de 511 keV correspondant à l'annihilation de β^+ , et ceux de ^7Be par le rayonnement γ de 480 keV.

Le problème consistant non à connaître l'intensité du faisceau réel fourni par l'accélérateur, mais la fraction tombant sur la cible, il suffisait que celle-ci ainsi que le moniteur aient même surface et soient rigoureusement superposés.

II - Cibles.

Nous possédions les éléments cobalt et niobium sous forme métallique et vanadium sous forme oxyde, mais dans tous les cas en poudre très divisée. Par suite, la cible exposée au faisceau devait être enfermée dans une boîte étanche contenant également le graphite servant de moniteur.

Nous avons utilisé un dispositif en duralumin (voir figure 1) comprenant :

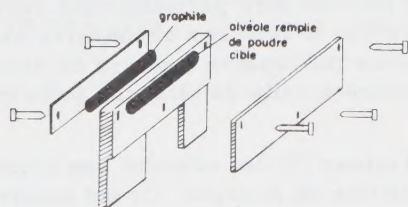


Fig. 1

Dispositif d'irradiation du moniteur graphite et de la poudre.

- un corps dans lequel on a pratiqué très soigneusement deux évidements de $0,84 \text{ cm}^2$ de surface et de profondeurs différentes, sur deux faces opposées, en ne laissant entre les logements qu'une épaisseur de 0,5 mm environ. Cette partie possède de trois trous taraudés qui permettent de visser des couvercles et deux pattes sur lesquelles viennent serrer les mâchoires du porte-cible.

- un couvercle de 1 mm d'épaisseur percé de trois trous.

- une languette de 2/10 mm d'épaisseur percée de deux trous.

Une plaquette de graphite taillée aux dimensions du plus petit logement est maintenue à l'aide d'une languette tandis que l'évidement le plus profond est rempli par la poudre cible et obturé par le couvercle qui assure l'étanchéité. Le faisceau traverse dans l'ordre : la languette mince, le graphite, le corps de la boîte, la poudre à irradier et le couvercle.

Les pertes d'énergie subies par le faisceau de protons, pendant son trajet dans la cible, sont évaluées selon les tables de Sternheimer (12). Si R est le rayon de l'accélérateur auquel le bord de la cible est placé, le moniteur comme la poudre ne sont irradiés que par les protons dont la dernière orbite est comprise entre $R + \epsilon$ et $R + \epsilon + 4$ mm, où ϵ est l'épaisseur de la bordure de la boîte. Celle-ci a été limitée à 0,5 mm car en dessous de cette dimension, on risquait un manque de rigidité de la boîte. La partie du faisceau frappant l'ensemble moniteur-poudre peut être évaluée (8) à 80 % environ.

Le montage précédemment décrit était rempli de la poudre tassée uniformément et pesé avant l'irradiation. Le moniteur en graphite était taillé à partir d'un bloc découpé à la fraiseuse en lattes de 4 mm de largeur et de 0,5 mm d'épaisseur. Nous avons constaté que la forme et l'épaisseur du moniteur sont reproductibles à mieux que 1 %.

La nécessité de placer avec précision la cible perpendiculairement au faisceau soulève quelques difficultés. En effet si l'axe du pommeau coupe diamétralement la chambre de l'accélérateur, il n'en est pas de même du porte-cible en cuivre pur dont les mâchoires sont assez déformables. La perpendicularité de la cible au faisceau peut être évaluée à $\pm 5^\circ$, ce qui a pour conséquence d'introduire une différence de ± 5 % environ entre le flux de protons coupé par le moniteur et celui coupé par la cible elle-même.

La durée des irradiations était en général de 10 mn. Ainsi pouvait-on utiliser dans de bonnes conditions, le monitoring par la réaction $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$, la radioactivité β^+ du ^{11}C décroissant avec une période de 20,5 mn. Dans certains cas, nous détectons des radioactivités de période longue, correspondant parfois à des sections efficaces faibles ; la durée de l'irradiation était alors augmentée et le monitoring réalisé par la réaction $^{12}\text{C}(p, 3p\,3n)^7\text{Be}$, la période de ^7Be étant de 53 j.

III - Traitement chimique des cibles.

Nous décrirons d'une part la séparation chimique et d'autre part la méthode utilisée pour en déterminer le rendement.

A - Séparations chimiques.

1 - Séparation du scandium formé au sein du vanadium irradié.

L'anhydride vanadique est solubilisé en milieu nitrique, mais étant plus difficile à mettre en solution lorsqu'il est irradié, il est nécessaire d'ajouter quelques gouttes d'acide fluorhydrique et de chauffer légèrement pour accélérer l'attaque. On ajoute alors du calcium et du scandium comme entraîneurs, puis on achève la précipitation des fluorures dans un excès d'acide fluorhydrique. Le précipité est lavé avec HF dilué, puis redissous par un mélange $\text{HBO}_3\text{-HNO}_3$. On précipite alors par la soude décarbonatée, l'hydroxyde $\text{Sc}(\text{OH})_3$ qui est lavé soigneusement, et enfin, remis en solution dans 0,5 ml d' HCl 3 N que l'on évapore goutte à goutte sur un porte-source en plexiglas.

2 - Séparation du manganèse formé dans le cobalt irradié.

La poudre de cobalt métallique est mise en solution par HNO_3 6 N en présence de

Mn^{2+} entraîneur. On précipite le bioxyde MnO_2 après oxydation par $(NH_4)_2S_2O_7$ (en poudre) en milieu ammoniacal. On lave, centrifuge et reprécipite deux fois, puis on sèche à l'étuve à $200^\circ C$.

3 - Séparation de l'yttrium formé dans le niobium irradié.

La poudre d'yttrium est dissoute en présence d'entraîneur de zirconium et d'yttrium dans un mélange $HF-HNO_3$. Le précipité de fluorure YF_3 est alors redissous en milieu HBO_3-HNO_3 et on opère comme dans le cas de la séparation scandium-vanadium.

B - Rendement chimique.

1 - Dans le cas du scandium, l'irradiation de V_2O_5 rend la dissolution chimique de ce composé encore plus difficile de sorte qu'est introduite une forte incertitude sur la valeur du rendement du scandium produit. Aussi avons-nous été conduit à utiliser la fonction d'excitation de la réaction $^{51}V(p, 3p 3n)^{46}Sc$ (établie sans l'aide de séparation chimique) (13) comme monitoring interne ce qui évitait la mesure du rendement.

2 - La séparation manganèse-cobalt utilisée, quoique peu sélective permet un dosage gravimétrique très facile. Il faut cependant prendre la précaution d'éviter la présence d'ions alcalins (autres que NH_4^+) qui sont adsorbés sur MnO_2 . Il suffit alors d'ajouter au cobalt métallique, au moment de la dissolution, une quantité connue de Mn entraîneur et de peser MnO_2 placé dans le porte-source.

3 - Afin de pouvoir mesurer le rendement de la séparation Y/Nb, nous avons employé un marqueur radiochimique. Ainsi 0,1 ml d'une solution nitrique titrée de ^{143}Gd était ajoutée à la solution d'attaque de la cible de niobium. L'isotope ^{143}Gd se présente comme un bon marqueur dans notre cas, car il suit parfaitement l'yttrium, en particulier dans la précipitation de l'hydroxyde ou du fluorure. Il offre d'autre part l'avantage de décroître avec une période longue tandis que les isotopes radioactifs de l'yttrium ont dans l'ensemble des vies notablement plus courtes. Enfin la faible énergie de son rayonnement γ ne gêne pas l'étude des isotopes d'Y formés au cours de l'irradiation, car ces derniers émettent des rayonnements de plus grande énergie.

Le rendement global du traitement chimique était donc défini par le rapport des intensités du pic photoélectrique de 100 keV de ^{143}Gd , mesurées sur la source et sur le résidu de l'évaporation de 0,1 ml de la solution titrée de ^{143}Gd , dans des conditions semblables.

CHAPITRE 2

MESURES PHYSIQUES

I - Mesures γ .

A - Description de l'appareillage.

Les radionucléides que nous voulions doser ayant des masses moyennes et étant situés de part et d'autre de la ligne de stabilité, se désintègrent tantôt par émission β^- , tantôt par capture électronique (en compétition avec l'émission de positon) suivie ou non d'un départ de photons.

Lorsque plusieurs radionucléides sont présents dans une même source, l'identification de l'un d'entre eux peut être faite par la mesure soit de sa période, soit de l'énergie de son rayonnement et si possible de deux façons à la fois, par scintillation du rayonnement γ .

1 - Sonde : deux cristaux NaI de taille différente ont été employés dans ce travail :

- un cristal "Harshaw" 7,6 cm x 7,6 cm,
- un cristal 4,45 cm x 5,08 cm "Harshaw" monté sur un photomultiplicateur EMI 6097f dont l'ensemble donne une résolution en énergie de 8 % pour le pic photoélectrique de 662 keV de ^{137}Cs . La sonde ainsi constituée, est insérée dans un cylindre de duralumin coulissant dans le château de plomb d'un passeur d'échantillons SAIP.

2 - Adaptation du sélecteur multicanaux au passeur d'échantillons.

Nous avons réalisé un montage spécial qui permet de commander le changement de source sur le passeur d'échantillons SAIP par le prétemps de l'analyseur d'impulsions. Ainsi ce dispositif nous permet d'enregistrer le spectre γ de chaque source à chaque cycle de mesure. Le temps d'arrêt entre deux comptages doit être en tout cas tel que la machine imprimante ait terminé l'impression du contenu des adresses et que la nouvelle source soit placée en position de comptage. En fait le temps minimum d'arrêt de comptage entre deux échantillons est de 20 s.

Le passeur d'échantillons possède un plateau sur lequel peuvent prendre place simultanément 30 sources. Pour notre part nous n'avons jamais occupé plus de six positions car le mouvement propre devient trop important au-delà de ce nombre ; les sources sont trop voisines et la protection en plomb (5 cm) qui environne l'ensemble de détection apparaît insuffisante.

B - Etalonnage de l'appareillage.

Les conditions de fonctionnement optimum de l'appareillage ont été obtenues après avoir amélioré la résolution et contrôlé la linéarité de toute la chaîne de détection, d'amplification et d'analyse.

Pour mesurer l'efficacité des cristaux NaI aux différentes énergies γ , on utilise généralement des sources de rayonnement γ dont on connaît l'activité absolue. Pour notre part, nous avons préféré étalonner nous-même les sources qui allaient servir de référence. Pour ce faire, nous disposons d'un compteur $4\pi\beta$ fonctionnant en régime proportionnel mis au point dans notre laboratoire par Nguyen-Long-Den et Bloquet (14). Il s'est avéré possible de mesurer avec de faibles taux de pertes, des sources β d'activité allant jusqu'à $1\ \mu\text{Ci}$ grâce à l'abaissement de la valeur du temps mort à $1,5\ \mu\text{s}$. Ceci représente un avantage essentiel et permet d'utiliser la même source mesurée à la fois en $4\pi\beta$ et sur l'ensemble de comptage γ à étalonner. Les erreurs sont alors fortement réduites et les efficacités des cristaux au rayonnement γ des sources placées à des positions repérées, sont alors connues à 2 % près.

Certains isotopes possédant un rayonnement γ caractéristique, associé à une décroissance par capture électronique ou bien par émission α , ont été étalonnés soit à l'aide d'un scintillateur $4\pi\gamma$, soit avec une chambre d'ionisation à grille de géométrie 2π . Sept radioisotopes artificiels ont été employés pour tracer la courbe représentant la variation de l'efficacité des cristaux NaI en fonction de l'énergie du rayonnement γ détecté. Les schémas de niveau de désexcitation de ces nucléides, donnés par les Nuclear Data Sheets (15) ont été utilisés pour connaître le taux d'émission du rayonnement γ . Toutes les caractéristiques concernant les étalons sont indiquées dans le Tableau I : rapport d'embranchement, réaction nucléaire de laquelle ils sont issus, origine (accélérateur ou pile), détecteur utilisé pour l'étalonnage en valeur absolue, énergie du rayonnement γ .

TABLEAU I

Réaction nucléaire	Nucléide	Energie γ keV	Origine	Période radioactive	Moyen étalonnage	Taux d'émission γ
Fission U	^{137}Cs	$\gamma_1 = 662$	pile CEA	30 ans	$4\pi\beta$ proport.	$\beta^-/\gamma_1 = 1/0,58$
$^{12}\text{C}(p, 3p 3n)^7\text{Be}$	^7Be	$\gamma_1 = 480$	synchro Orsay	53 jours	$4\pi\gamma$ puits	$\text{CE}/\gamma_1 = 1/0,11$
$^{27}\text{Al}(p, 3p 3n)^{22}\text{Na}$	^{22}Na	$\gamma_1 = 511$ $\gamma_2 = 1280$	pile CEA	950 jours	$4\pi\beta$	$\beta^-/\gamma_1/\gamma_2 = 1/2/1,12$
$^{202}\text{Hg}(n, \gamma)^{203}\text{Hg}$	^{203}Hg	$\gamma_2 = 72$ $\gamma_1 = 282$	(n, γ) pile CEA	47 jours	$4\pi\beta$	$\beta^-/\gamma_1 = 1/0,84$
$^{240}\text{Pu}(n, \gamma)^{241}\text{Pu} \xrightarrow{\beta^-} ^{241}\text{Am}$	^{241}Am	$\gamma_1 = 59$	pile Oak Ridge	458 ans	$2\pi\alpha$	$\alpha/\gamma = 1/0,36$
$^{27}\text{Al}(p, 3p n)^{24}\text{Na}$	^{24}Na	$\gamma_1 = 1380$ $\gamma_2 = 2750$	synchro Orsay	15 h.	$4\pi\beta$	$\beta^-/\gamma_1/\gamma_2 = 1/1/1$
$^{139}\text{La}(p, n)^{139}\text{Ce}$	^{139}Ce	$\gamma_1 = 165$	synchro Orsay	140 j	$4\pi\gamma$	$\text{CE}/\gamma_1 = 1/0,80$

Préparation des sources "étalon".

- La valeur absolue de l'activité de la source de ^{241}Am a été obtenue avec une chambre d'ionisation à grille mise au point par Hussonnois (16), la source étant réalisée par dépôt selon la technique du T. E. G. (tétra-éthylène-glycol) sur support de 1/100 mm de platine.

- Les sources étalonnées par mesure de l'intensité globale de leur rayonnement β , étaient toutes préparées par évaporation d'une solution nitrique ou chlorhydrique sur un support de mylar aurifié à $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dans le cas du ^{22}Na , ^{137}Cs et ^{203}Hg et sur un support plus épais ($800 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) pour ^{89}Y . Le ^{24}Na possédant un spectre β^- d'énergie maximum 1,5 MeV, son absorption dans la cible d'aluminium de 1/100 mm (irradiée au synchrocyclotron) peut être considérée comme faible et être évaluée sans entraîner une erreur importante. Nous avons pu négliger la contribution du ^{22}Na formé en utilisant la source peu de temps après son irradiation. Dans ce cas la feuille d'aluminium était collée avec de "l'aquadag" sur le porte-échantillon en mylar du compteur.

- La source de ^7Be nous a été fournie par Madame Ligonnière qui a extrait le ^7Be formé dans du graphite par irradiation avec des protons.

C - Décomposition des spectres γ .

1 - Scandium.

Les isotopes de scandium que nous avons pu identifier par leur rayonnement γ sont ^{48}Sc , ^{47}Sc , ^{46}Sc , $^{44\text{m}}\text{Sc}$ et $^{44\text{f}}\text{Sc}$. Nous nous sommes servis tant des périodes que des énergies pour décomposer le spectre global émis par la fraction scandium. Dans le tableau II sont indiqués les critères qui ont été utilisés pour identifier les différents isotopes de scandium formés et mesurer leurs

sections efficaces.

TABEAU II

Isotope détecté	Energie γ keV	Période
^{48}Sc	1310	1,83 j
^{47}Sc	160	3,4 j
^{46}Sc	1120	84 j
$^{44\text{m}}\text{Sc}$	270	2,4 j
$^{44\text{f}}\text{Sc}$	1160	4,0 h
^{56}Mn	840	2,58 h
^{54}Mn	840	314 j
$^{52\text{m}}\text{Mn}$	1430	21 mn
$^{52\text{f}}\text{Mn}$	1430	5,7 j
^{88}Y	1850	108 j

Nous débutons les mesures par l'étude de la décroissance du pic photoélectrique de 1160 keV de $^{44\text{f}}\text{Sc}$, que nous poursuivions pendant 20 heures. Au bout de ce laps de temps il n'était plus guère alimenté que par l'état excité de 2,4 j en équilibre avec l'état fondamental de 4 h. Il était alors possible d'apprécier la surface du pic de 1310 keV de ^{48}Sc en soustrayant la petite fraction due au pic photoélectrique de 1160 keV restant, puisque l'on connaît parfaitement sa forme. La décroissance du pic de 1310 keV analysée pendant trois périodes, nous conduisait à la quantité de ^{48}Sc formé pendant l'irradiation.

En ce qui concerne la partie du spectre correspondant aux basses énergies, il était nécessaire d'attendre la disparition presque complète des rayonnements γ de grande énergie et de leurs fonds "Compton". Un échelonnage des mesures entre le dixième et le vingt

cinquième jour après la fin de l'irradiation permettait une décomposition correcte des raies γ de 270 keV et de 160 keV.

Deux mois après la fin de l'irradiation, le ^{46}Sc était pratiquement le seul radio-élément présent dans la source. Cependant des mesures très longues étaient nécessaires car l'intensité du pic de 1 120 keV était de l'ordre du mouvement propre.

2 - Manganèse.

Le manganèse extrait de la cible de cobalt était rassemblé sur un porte-source, prêt à l'étude du rayonnement γ , 1 h environ après la fin de l'irradiation.

Des spectres successifs enregistrés toutes les 20 mn, pendant quatre heures, nous déduisons l'intensité du pic photoélectrique de 1 430 keV. L'influence du fond "Compton" dû aux rayonnements de plus forte énergie était très faible et la décomposition du spectre se faisait aisément. L'activité du $^{52\text{m}}\text{Mn}$ à la fin de l'irradiation était dès lors parfaitement connue.

Le ^{56}Mn a été identifié sans peine en observant la décroissance du pic photoélectrique de 840 keV pendant 36 h. Cependant nous n'avons pu mesurer directement son activité car nous étions gêné par le $^{52\text{f}}\text{Mn}$ auquel correspondent deux pics très intenses de 740 et 940 keV, sans compter le fond "Compton" associé à la raie de 1 430 keV. La décroissance ultérieure du rayonnement γ de 1 430 keV ayant lieu suivant la période de 5,7 j attribuée à $^{52\text{f}}\text{Mn}$, permettait une détermination quantitative de celui-ci. Il a été dès lors possible en soustrayant de tous les spectres enregistrés, la part de $^{52\text{f}}\text{Mn}$, de contrôler la période de décroissance du pic de 840 keV associé à ^{56}Mn et d'en mesurer l'intensité.

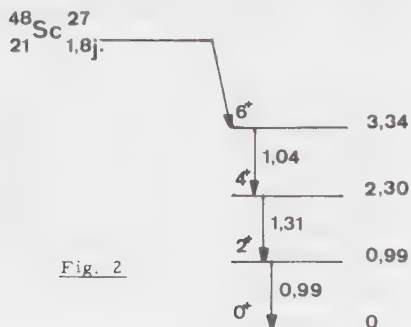
Enfin l'identification du ^{54}Mn n'était réalisable que deux mois après la fin de l'irradiation, deux ou trois points expérimentaux espacés d'un mois assuraient à la décroissance de la raie de 840 keV une période voisine de celle donnée dans les tables (15) (Tableau II).

3 - Yttrium.

Nous avons mesuré l'intensité du pic γ de 1 850 keV dû à l'isotope ^{88}Y , deux mois après la fin de l'irradiation ; nous n'étions gêné alors par aucun autre rayonnement (nous avons contrôlé, pour plus de sécurité, la période de sa radioactivité).

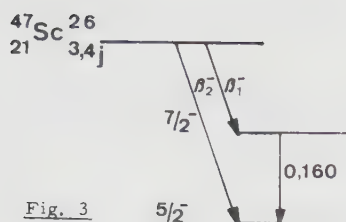
D - Données sur les schémas de niveaux des isotopes mesurés.

Le rapport du nombre de photons γ émis au nombre de désintégrations d'un nucléide, pour être évalué, suppose la parfaite connaissance du schéma de niveaux de ce nucléide. Nous utilisons pour ce faire les tables "Nuclear data sheets" (15) et celles de Strominger et al. (17), et envisageons séparément le cas de chaque isotope.

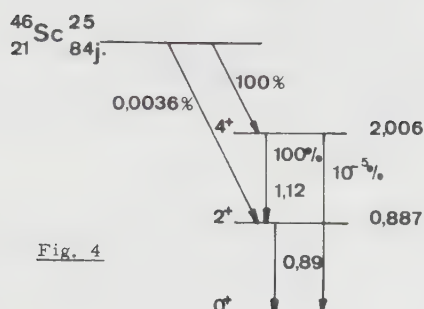


- ^{48}Sc : le schéma (figure 2) indique une abondance voisine de 100 % pour le rayonnement γ de 1 310 keV (son coefficient de conversion interne étant de l'ordre de $0,7 \cdot 10^{-4}$ peut être considéré comme négligeable).

- ^{47}Sc : si la période de sa décroissance radioactive est connue de manière précise (3,4 j), le rapport d'embranchement des deux voies β_1 et β_2 diffère selon les auteurs (17). Pour notre part, nous avons admis sur la base de la



valeur adoptée par les "Nuclear data sheets", une valeur globale γ /désintégration égale à 0,66 en tenant compte du coefficient de conversion interne dont nous avons évalué l'ordre de grandeur selon les tables de Rose (18). Parmi tous les nucléides détectés pour cette étude, celui-ci est le moins bien connu et l'erreur systématique entraînée ici est au maximum de 10 % (figure 3).



- ^{46}Sc : ce nucléide présente une désintégration β^- dont l'embranchement principal est très voisin de 100 %. Comme d'autre part le rayonnement γ de transition directe du niveau de 2,006 MeV au niveau fondamental est relativement faible, le rapport photon de 1120 keV/désintégrations est voisin de 1. La conversion interne des photons de grande énergie provenant des bandes de rotation est négligeable (figure 4).

- ^{44m}Sc : le niveau métastable (2,4 j) se désexcite exclusivement sur le niveau fondamental. Nous avons utilisé la valeur de 0,14 pour le coefficient global de conversion interne du rayonnement γ de 270 keV dans les couches électroniques K et L.

- ^{44f}Sc : le niveau fondamental de ce nucléide peuple le niveau de 1 160 keV soit directement (à raison de 91,5 %), soit indirectement par passage par les niveaux transitoires de 2 280 keV et de 2 660 keV. Comme dans le cas des autres isotopes de scandium impair-impair, les rayons γ de grande énergie ne sont pratiquement pas convertis. La transition γ de 1 120 keV entre les niveaux de 2 280 keV et de 1 160 keV donne par scintillation un pic qui ne peut être différencié de celui de 1 160 keV. En conséquence nous avons admis qu'une désintégration de ^{44f}Sc conduit à 1,028 γ d'énergie voisine de 1 160 keV (figure 5).

- ⁵⁶Mn : ce nucléide se désintègre par émission β^- selon différentes voies aboutissant toutes au niveau 2^+ de 845 keV. Le rayonnement de 845 keV de transition directe vers le niveau fondamental, n'est que très faiblement converti, aussi son abondance est de 100 % (figure 6).

- $^{54}_{25}\text{Mn}$: à chaque désintégration de ce nucléide est associé un rayon γ de 842 keV (figure 7).

- $^{52}_{25}\text{Mn}$: le rayon γ de 1430 keV possède une abondance très voisine de 100 % à la fois dans la désintégration de l'état excité de 21 mn et dans celle du niveau fondamental de 5,6 j (figure 8).

- $^{88}_{38}\text{Y}$: la transition de 1850 keV qui nous a servi à mesurer l'intensité de ce nucléide, présente une abondance de 99,5 % (figure 9).

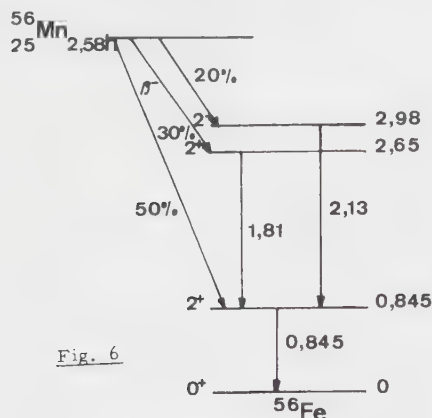


Fig. 6

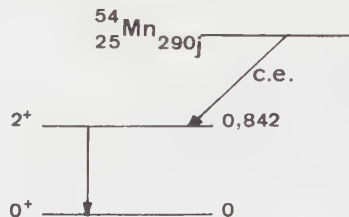


Fig. 7

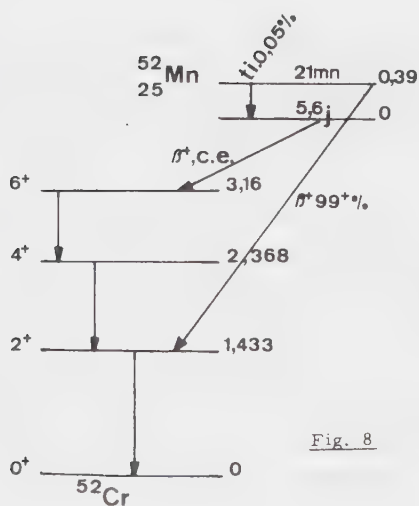


Fig. 8

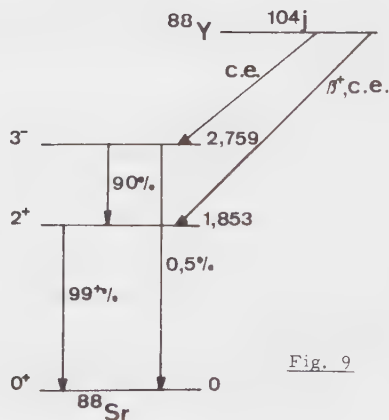


Fig. 9

II - Mesures β .

Un dispositif spécial (figure 10) a été conçu pour tenter d'apprécier la section efficace de la réaction $^{93}\text{Nb}(p, 3p n)^{90}\text{Y}$. Le noyau résiduel formé présente une radioactivité β^- pratiquement pure. Afin de ne pas être gêné par les activités β^+ (de périodes

voisines mais d'énergies plus faibles) dues aux autres isotopes d'yttrium, nous avons discriminé en énergie le rayonnement β^- détecté, en plaçant le seuil à 800 keV. Le critère d'identification du nucléide recherché étant la période de décroissance de son activité, il était utile de pouvoir suivre pendant plusieurs jours cette décroissance.

Puisque nous ne disposions pas à l'époque de jonctions β , le choix de notre détecteur se limitait à deux possibilités, soit un compteur de Geiger-Muller, soit un scintillateur. Dans le premier cas nous étions astreints à ne pas dépasser un taux de comptage de 10 000 impulsions/mn. Nous avons préféré la seconde solution, mais afin de réduire l'efficacité du détecteur au rayonnement X et γ , nous avons diminué au maximum l'épaisseur du scintillateur utilisé.

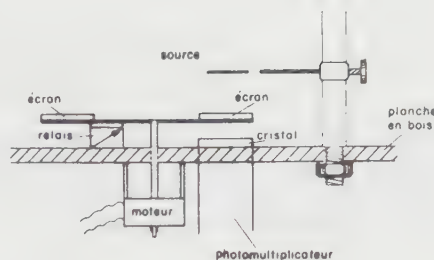


Fig. 10

Passeur d'écran pour scintillateur β .

A - Montage.

Un cristal d'anthracène de 5,08 cm de diamètre sur 0,2 cm d'épaisseur, et présentant une fenêtre constituée de deux feuilles d'aluminium de 3/1 000 mm, était accolé à un guide de lumière de 1 cm en plexiglas. L'ensemble était monté sur un photomultiplicateur d'électrons du type 153 AVP. Le numérateur mécanique d'une échelle à précompte commandait l'imprimante et en même temps la rotation d'un passeur d'écrans par l'intermédiaire d'un ensemble de relais électromagnétiques temporisés (figure 10). Notre système permettait de faire des comptages de la même source, alternativement avec deux écrans différents et de manière automatique.

B - Mesures.

Les écrans étaient conçus l'un comme l'autre pour arrêter le rayonnement β d'énergie inférieure à 800 keV.

Le premier était constitué par un disque de béryllium de 2 mm d'épaisseur, le second par un disque d'aluminium absorbant le rayonnement β de manière équivalente au premier (*), mais atténuant fortement le rayonnement XK de l'yttrium auquel le scintillateur est très efficace. La décroissance de l'activité a été suivie séparément pour les deux types de comptage. Les mesures effectuées avec l'écran d'aluminium permettaient de se rendre compte de l'importance du rayonnement X.

C - Etalonnage de l'installation β .

L'étalonnage de cette installation a été fait à l'aide d'une source de ^{90}Y mesurée au préalable en valeur absolue sur le compteur $4\pi\beta$ proportionnel. Ainsi pouvait-on connaître le rapport de la fraction comptée du rayonnement β d'énergie supérieure à 800 keV, pour une position donnée de la source sur l'installation à scintillation, au nombre total de rayons émis.

(*) calculé selon les tables de K. Siegbahn " β et γ spectroscopy".

CHAPITRE 3

RESULTATS EXPERIMENTAUX

I - Calcul des sections efficaces de réaction.

L'activité du nucléide considéré à la fin de l'irradiation est déduite des mesures β ou γ compte tenu de l'efficacité du détecteur, du rendement de la séparation chimique et du schéma de désintégration correspondant.

Soit une cible constituée de N noyaux d'un élément, soumise pendant un temps t à un faisceau de protons de flux ϕ . Si A est le nombre de désintégrations par seconde d'un nucléide produit, la section efficace de formation de cet isotope est donnée par la relation :

$$\sigma = A/N \phi (1 - \text{Exp}^{-\lambda t})$$

Cette formule s'appliquant aussi à la réaction de monitoring, les facteurs qui lui sont relatifs sont différenciés par le signe *. La connaissance de σ est obtenue par l'expression suivante qui lie tous les paramètres expérimentaux :

$$\sigma = \sigma^* \frac{A}{A^*} \cdot \frac{N^*}{N} \cdot \frac{1 - \text{Exp}^{-\lambda^* t}}{1 - \text{Exp}^{-\lambda t}}$$

II - Evaluation des erreurs.

Il est très difficile de chiffrer les erreurs dans un travail de spallation. En effet comme nous l'avons mentionné plus haut, nous sommes tributaires d'erreurs dues à certains alignements dans la machine.

On peut grossièrement décomposer en trois types les incertitudes sur la connaissance des sections efficaces relatives.

1 - Incertitude due aux conditions d'irradiation : elle dépend de la dispersion en énergie du faisceau à un rayon donné de la chambre d'accélération, des défauts de superposition entre la cible et le moniteur, du manque d'orthogonalité de cet ensemble par rapport à l'axe du faisceau. Un ordre de grandeur un peu arbitraire peut être estimé à 15 %.

2 - Erreur entraînée par le traitement chimique de la cible : cette erreur se ramène essentiellement à l'imprécision de la méthode de dosage de l'entraîneur

isotopique (dans le cas du Mn séparé du Co), ou des erreurs de mesure de l'indicateur de ^{143}Gd (dans le cas de la séparation Y-Nb).

Nous remarquerons que les différences de comportement chimique, lors de la séparation, entre les éléments gadolinium et yttrium, sont pratiquement nulles.

3 - Erreurs sur les mesures : quoique notables celles-ci sont aisées à chiffrer. D'une part l'erreur systématique sur l'étalonnage de l'installation de comptage à scintillations γ est évaluée à 4 % et d'autre part les erreurs de comptage sont estimées de 3 à 7 %, en fonction de l'intensité de la source et de la complexité du spectre à décomposer.

III - Présentation des résultats expérimentaux.

Nous présenterons nos résultats sous la forme de fonctions d'excitation. La position des seuils observés de formation des nucléides considérés par rapport au "Q" des réactions pouvant engendrer ces nucléides montre bien l'existence de l'émission α , quelle que soit l'incertitude sur la distribution en énergie du faisceau de protons et sa valeur moyenne (figures 11, 12, 13 et tableau III).

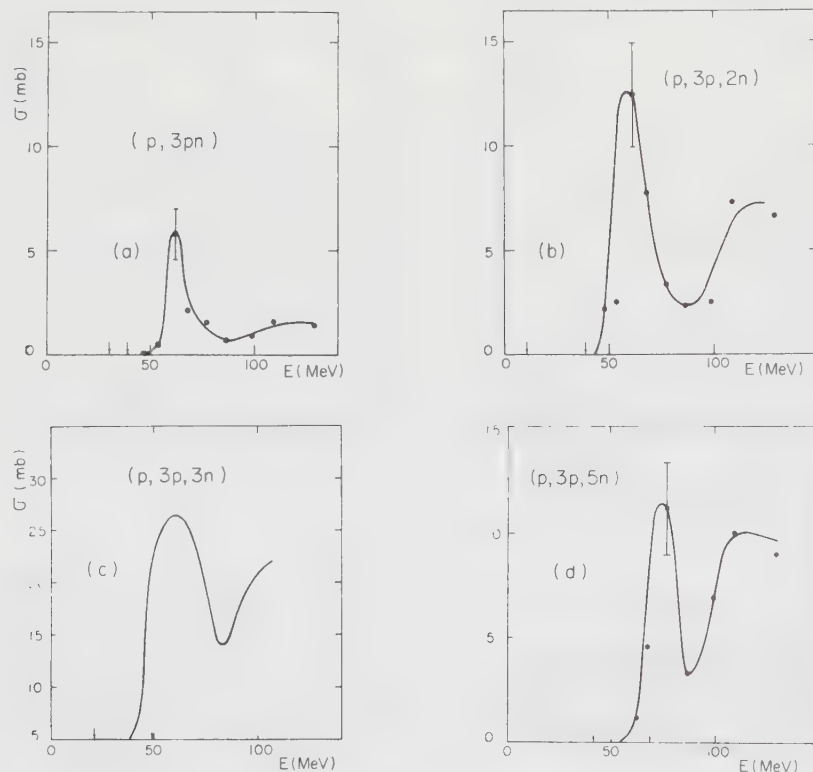


Fig. 11 - Fonctions d'excitation des réactions induites par des protons dans ^{51}V . Les flèches indiquent la valeur des "Q" des réactions avec ou sans émission de particule α .

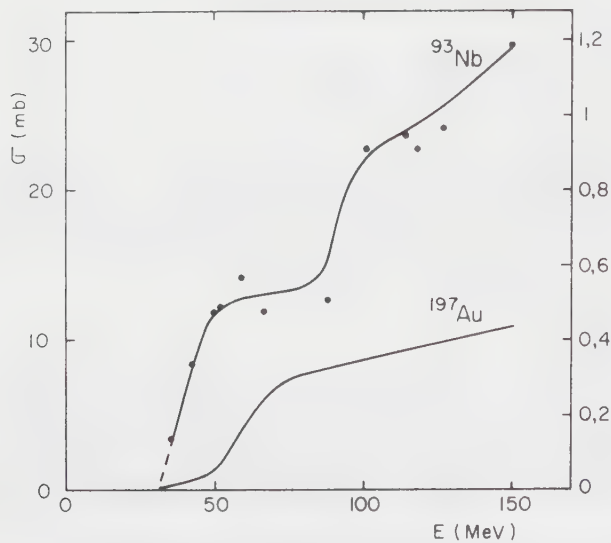


Fig. 12

Fonctions d'excitation de la réaction $p, 3p3n$ induite dans ^{93}Nb (ce travail, échelle de droite) et dans ^{197}Au (Albouy et al., échelle de gauche).

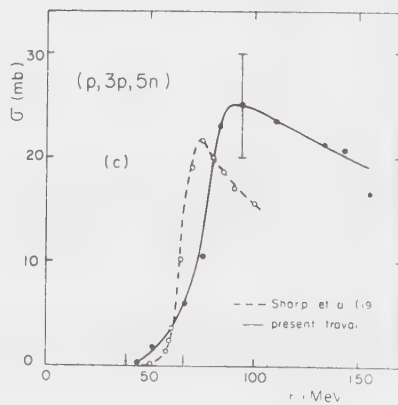
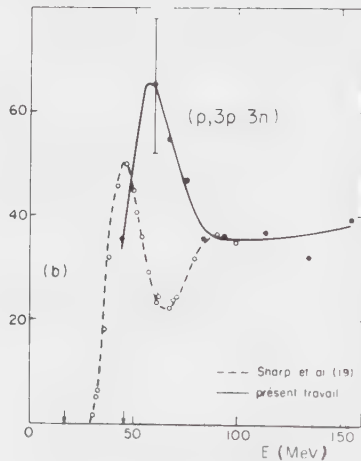
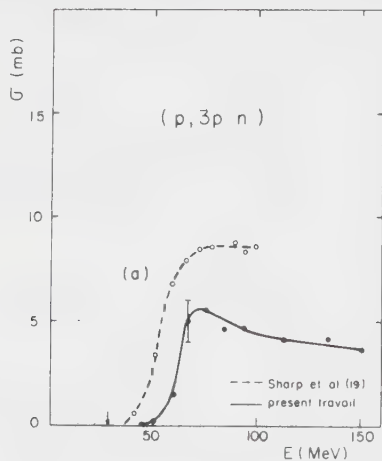


Fig. 13

Fonctions d'excitation des réactions induites par des protons dans ^{59}Co . Les flèches indiquent la valeur des "Q" des réactions avec ou sans émission de particule α .

TABLEAU III

$^{51}\text{V}(\text{p}, 3\text{p Xn})\text{Sc}$				
Energie (MeV) du proton incident	$\sigma(\text{p}, 3\text{p n})_{\text{mb}}$	$\sigma(\text{p}, 3\text{p 2n})_{\text{mb}}$	$\sigma(\text{p}, 3\text{p 3n})_{\text{mb}}$	$\sigma(\text{p}, 3\text{p 5n})_{\text{mb}}$
48,3	$0,1 \pm 0,02$	$2,1 \pm 0,4$	12	0,0
54	$0,4 \pm 0,08$	$2,4 \pm 0,48$	20,4	0,0
62	$5,8 \pm 1,16$	$12,4 \pm 2,5$	21,2	$1,02 \pm 0,2$
68	$2,1 \pm 0,42$	$7,7 \pm 1,5$	20,2	$4,6 \pm 0,9$
77,4	$1,5 \pm 0,3$	$3,3 \pm 0,7$	13,7	$11,2 \pm 2,2$
86,5	$0,8 \pm 0,16$	$2,3 \pm 0,5$	9,2	$3,3 \pm 0,7$
99	$0,9 \pm 0,18$	$2,5 \pm 0,5$	13,1	$6,9 \pm 1,4$
109	$1,6 \pm 0,32$	$7,3 \pm 1,5$	15,2	10 ± 2
129	$1,4 \pm 0,28$	$6,6 \pm 1,3$	17,4	$9 \pm 1,8$

$^{59}\text{Co}(\text{p}, 3\text{p Xn})\text{Mn}$				$^{93}\text{Nb}(\text{p}, 3\text{p Xn})\text{Y}$		
Energie (MeV) du proton incident	$\sigma(\text{p}, 3\text{p n})_{\text{mb}}$	$\sigma(\text{p}, 3\text{p 3n})_{\text{mb}}$	$\sigma(\text{p}, 3\text{p 5n})_{\text{mb}}$	Energie (MeV) du proton incident	$\sigma(\text{p}, 3\text{p n})_{\text{mb}}$	$\sigma(\text{p}, 3\text{p 3n})_{\text{mb}}$
44	$0,0 \pm$	36 ± 7	$0,3 \pm 0,1$	37		$2 \pm 0,4$
51	$0,2 \pm 0,04$	$40,4 \pm 8$	$1,8 \pm 0,4$	41		$8,2 \pm 1,6$
59	$1,5 \pm 0,3$	65 ± 13	$2,4 \pm 0,5$	50,1		$10,8 \pm 2,2$
67	5 ± 1	$54,4 \pm 11$	$6 \pm 1,2$	53		$10,9 \pm 2,2$
75	$5,5 \pm 1,1$	$46,8 \pm 9$	$10,5 \pm 2$	59		$14,1 \pm 2,8$
84	$4,6 \pm 0,9$	$35,6 \pm 7$	$23 \pm 4,6$	67,5		$10,8 \pm 2,1$
94	$4,7 \pm 0,9$	36 ± 7	25 ± 5	87,5		$13 \pm 2,6$
113	$4,1 \pm 0,8$	$36,8 \pm 7,4$	$23,5 \pm 4,7$	105		$23,1 \pm 4,6$
134	$4,1 \pm 0,8$	$32 \pm 6,4$	$21,2 \pm 4,2$	115		$24,1 \pm 4,8$
150	$3,6 \pm 0,7$	$39 \pm 7,8$	$16,6 \pm 3,3$	118		$23 \pm 4,6$
				134		$24,5 \pm 4,9$
				150	< 1	30 ± 6

En ce qui concerne la réaction de formation de ^{88}Y , induite par protons sur ^{93}Nb , on constate que la forme de sa fonction d'excitation est nettement différente de celle des réactions du même type induites sur les noyaux plus légers. Sur la figure 12, nous avons juxtaposé la fonction d'excitation précédente et celle de ^{192}Ir induite par protons dans ^{198}Au (13). On remarque alors que la courbe relative à la formation de ^{88}Y a une allure intermédiaire entre celles relatives aux ^{46}Sc et ^{54}Mn et celle correspondant au ^{192}Ir .

Sur la figure 13, nos résultats sont comparés à ceux de Sharp, Diamond et Wilkinson (19). Les courbes de ces auteurs ont été normalisées à la valeur de 10,4 mb

pour le maximum de la fonction d'excitation de la réaction $^{27}\text{Al}(p, 3p3n)^{24}\text{Na}$ et la fonction ainsi réévaluée, a été extraite du recueil de McGowan, W.T. Milner et H.J. Kim (23).

Les expériences de Sharp et al. appellent quelques remarques : les fonctions d'excitation obtenues par ces auteurs selon la technique de l'empilement de feuilles, ont été établies à l'aide de deux irradiations correspondant l'une à une énergie de 73,5 MeV, l'autre à 100,3 MeV. Ce mode opératoire ne nécessite qu'un faible nombre d'irradiations avec un accélérateur ne permettant pas de faire varier l'énergie du faisceau intercepté par la cible, mais il est fort peu précis ; le flux de protons diffusés sur les feuilles empilées constituant la cible n'est pas coupé également par chacune d'entre elles. On notera d'autre part que le trajet moyen des protons dans chaque feuille est d'autant plus grand que le faisceau est plus diffusé.

D E U X I E M E P A R T I E

CHAPITRE 1

PROCESSUS DES REACTIONS NUCLEAIRES A MOYENNE ENERGIE

L'interaction d'un nucléon de moyenne ou grande énergie avec un noyau peut être considérée comme un processus d'excitation individuelle. Serber (7) a proposé un modèle qui offre des possibilités de calcul.

I - Modèle de Serber.

L'interaction particule-noyau se fait en deux étapes distinctes.

1 - La première est rapide. Sa durée (10^{-23} à 10^{-22} s) est de l'ordre du temps de transit de la particule incidente dans le noyau $2 R/c$ environ. Dans cet intervalle, des collisions nucléon-nucléon se produisent en cascade jusqu'à l'absorption ou la sortie des particules choquées. Le noyau intermédiaire ainsi formé est représenté par le noyau initial dans lequel tous les niveaux de particule jusqu'à la surface de Fermi ne sont plus occupés, c'est-à-dire possédant des trous dans ses couches internes.

2 - Un tel noyau sera le siège de réarrangements individuels et collectifs jusqu'à ce qu'un équilibre thermodynamique s'établisse, ne laissant subsister aucune mémoire des collisions dues à l'étape précédente. Dès lors la désexcitation du noyau se fera par émission de particules chargées ou non et de rayonnement électromagnétique.

Considérons une particule A_ZM d'énergie E et d'impulsion $\vec{p}$ interagissant avec un noyau-cible ${}^{A'}_{Z'}M'$ au repos, de moment angulaire total $\vec{I}_0\hbar$, et lui communiquant un moment angulaire $\vec{j}\hbar$. Si nous appelons ${}^{A_i}_{Z_i}M_i$, E_i , $\vec{p}_i$, $\vec{j}_i$ les grandeurs attachées aux particules éjectées dans la phase rapide, nous pouvons exprimer l'état du noyau intermédiaire par les caractéristiques suivantes :

$$\text{masse atomique} = A + A' - \sum_{i=1..n} A_i$$

$$\text{numéro atomique} = Z + Z' - \sum_{i=1..n} Z_i$$

$$\text{Energie d'excitation} = \begin{cases} E \\ + \text{ Energie de liaison de la particule incidente} \\ - \text{ Energie de recul} \\ - \sum_{i=1..n} \text{Energies de liaison} \end{cases}$$

$$\text{impulsion} = \vec{p} - \sum_{i=1..n} \vec{p}_i$$

$$\text{moment angulaire total} = \vec{j} - \sum_{i=1..n} \vec{j}_i + \vec{I}_0$$

II - Mise en oeuvre.

1 - Dans le cadre de réactions simples (telles que nucléon, 2 nucléons), Benioff (20) a tenté d'apprécier les sections efficaces de formation à l'aide du modèle des couches, en utilisant la notion de nucléon disponible pour une réaction donnée. Cette méthode qui n'est valable qu'à grande énergie a été appliquée à 155 MeV par L. Valentin (21) pour expliquer les réactions p, pn sur certains noyaux légers et par J. P. Cohen, G. Albouy et N. Poffé (22) pour expliquer la réaction p, 2p sur les différents isotopes du titane. Des réactions plus complexes ne peuvent être produites par une seule diffusion nucléon-nucléon, aussi ne peut-on pas leur appliquer le formalisme de Benioff.

2 - La voie qui paraît la plus accessible pour représenter le noyau dans le cadre du processus en deux étapes, est sans conteste le modèle statistique. On admet alors que le nombre de nucléons dans le noyau est assez important pour pouvoir assimiler les niveaux de particules à ceux d'un gaz d'électrons dans un conducteur métallique. Ceci offre l'avantage de permettre un traitement classique.

CHAPITRE 2

CALCUL D'INTERACTION DIRECTE

Introduction

L'étape de l'interaction directe est généralement traitée quand on s'intéresse aux sections efficaces de formation des noyaux résiduels, par un calcul de cascades entre nucléons. L'hypothèse de la présence de sous-structures α dans le noyau nécessite une modification du traitement général de cette étape.

Pour essayer d'apprécier l'importance des sous-structures, des calculs ont été entrepris par plusieurs auteurs, Ostroumov et al. (24), Gauvin et al. (25). Harada (26) a tenté de calculer le recouvrement de la fonction d'onde de deux neutrons et de deux protons dans le noyau. Il a obtenu une probabilité de corrélation des nucléons sous forme α dans ^{210}Po en fonction du rayon. L'allure de la courbe (figure 14) rappelle une gaussienne et son maximum serait situé à $\mu_0/6$ environ (μ_0 étant la densité nucléaire au centre du noyau), ce qui paraît conforme aux idées actuelles mais les valeurs absolues sont en très mauvais accord avec les résultats expérimentaux de Igo et al. Ceux-ci ont conclu en effet que dans le bord diffus de densité $\mu < \mu_0/20$ tous les nucléons sont groupés sous forme de particule α .

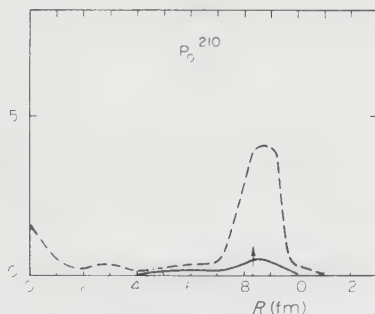


Fig. 14

Probabilité de formation de sous-structures α dans ^{210}Po à partir du modèle des couches (en trait plein) et avec un mélange des configurations (en pointillé (27)). La flèche indique le rayon auquel la réaction ($\alpha, 2\alpha$) se produit avec la plus forte probabilité.

inférieur à celui du noyau cible. Un calcul de cascade a été entrepris à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo.

Nous avons pour notre part repris le principe du calcul d'Ostroumov (24) et d'Abate, Bellini, Fiorini et Ratti (27) mais en traitant le noyau comme un assemblage de nucléons et de ^4He dans un potentiel nucléaire à bord diffus.

Notre but était de voir si l'introduction dans le noyau d'un nombre de sous-structures conciliable avec les données expérimentales d'Igo et les résultats théoriques de Harada peut rendre compte des sections efficaces d'émission de particules α et de la formation de certains noyaux résiduels dont le nombre de masse est nettement

I - Principe de calcul.

La méthode permet de décomposer un phénomène complexe en une succession de phénomènes dont on ne connaît que la loi empirique. Si la probabilité composée d'un événement est impossible à calculer analytiquement, on peut en rendre compte par la méthode de statistique. Pour mener à bien un calcul de la sorte, appliqué aux réactions nucléaires, Golberger (28) a supposé que les nucléons étaient soumis dans le noyau aux lois du gaz de Fermi dégénéré à 0° avec une distribution des quantités de mouvement "p" de la forme $ap^2.dp$. Ceci correspond à des états non discrets occupant l'espace de phase et dépendant uniquement du nombre de nucléons dans l'unité de volume.

Le principe d'exclusion de Pauli s'exprime sans difficulté dans le cas d'un gaz de Fermi dégénéré. En effet les niveaux de particules de l'espace de phase sont occupés en dessous de la surface de "la mer de Fermi" et libres au-dessus.

Dans le cas où l'énergie des particules incidentes est grande et la longueur d'onde qui leur est associée petite devant la distance internucléonique, on peut faire l'hypothèse suivante : l'interaction nucléon-noyau peut être vue comme une suite de diffusions élastiques nucléon-nucléon libres dans le potentiel nucléaire. Dès lors nous sommes ramenés à un problème de balistique. Il nous faut suivre les particules sur leurs trajectoires et envisager les possibilités au fur et à mesure qu'elles se présentent.

Le principe d'une méthode de Monte-Carlo peut être résumé ainsi : on considère un phénomène dont on connaît la probabilité $P(x)$ pour chaque valeur de la variable x dans le domaine $a < x < b$. On peut reproduire statistiquement ce phénomène en tirant un nombre au hasard X compris entre 0 et 1, et en calculant x par la formule :

$$X = \frac{\int_a^x P(x) \cdot dx}{\int_a^b P(x) \cdot dx} \quad (1)$$

En répétant un grand nombre de fois cette opération, un ensemble d'éventualités $N(x)$ est obtenu et on constate que :

$$\frac{N(x) \cdot dx}{P(x) \cdot dx} = \text{Constante} \quad (2)$$

La distribution expérimentale est donc reproduite.

Nous avons utilisé ce principe à différentes étapes du calcul en pondérant chaque éventualité et en choisissant l'une d'entre elles de cette manière.

Avec ces hypothèses physiques définies plus haut et dans le cadre de cette technique, le choix du paramètre d'impact, de la distance du choc, du partenaire de la collision et de sa quantité de mouvement, des angles de diffusion se fait aisément.

Cet ensemble d'hypothèses principales représente le modèle de Golberger amélioré par différents auteurs (28) et surtout par Metropolis et al. (29). Nous avons introduit ici quelques changements pour tenter d'atteindre une meilleure représentation du noyau.

II - Hypothèses nouvelles.

A - La surface diffuse.

Nous supposons le noyau constitué de protons et de neutrons avec une probabilité relative de présence identique en tous points du volume de ce noyau. Hofstadter (1) a déduit de la diffusion des électrons sur différents noyaux une répartition des charges en fonction du rayon nucléaire. Une fonction du type Fermi

$$\rho(R) = 1/(1 + \text{EXP} \left[(R - 1,07 A^{1/3})/0,568 \right]) \quad (3)$$

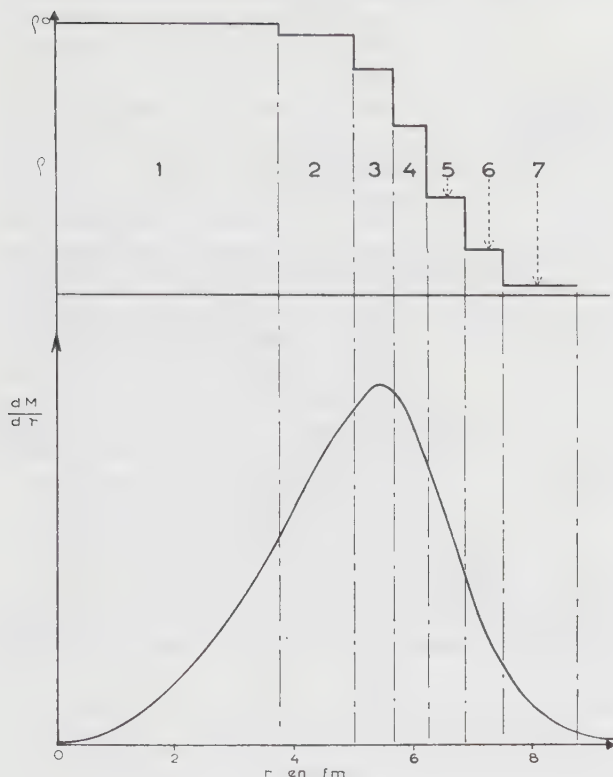


Fig. 15

Variation en fonction du rayon, de la densité nucléonique et de la masse nucléaire (bas). Exemple de ^{197}Au .

où $\rho(R)$ est la densité de charge au point de rayon R (exprimé en fm) d'un noyau de masse A , donne un bon accord pour les noyaux moyens et lourds. La masse spécifique μ en fonction de R devient $\mu(R) = \frac{A}{2} \rho(R)$. Des difficultés de calcul ne permettent pas d'utiliser une fonction continue pour représenter $\mu(R)$. Afin de se rapprocher le plus possible de l'expression (3) tout en limitant la durée du calcul sur l'ordinateur, nous avons décomposé le volume nucléaire en sphères concentriques. Pour permettre d'éventuelles comparaisons, nous avons choisi les rayons déjà utilisés par Chen, Fraenkel, Friedlander et Miller (30), à savoir : $R_0 - 2,5$; $R_0 - 1,25$; $R_0 - 0,625$; R_0 ; $R_0 + 0,625$; $R_0 + 1,25$; $R_0 + 2,5$ avec $R_0 = 1,07 A^{1/3}$.

La valeur de μ_0 peut être connue par le calcul de l'expression

$$\int_0^{\infty} \frac{4\pi \mu_0 R^2 dR}{1 + \text{EXP} \frac{R - 1,07 A^{1/3}}{0,568}} = A \quad (4)$$

La masse spécifique $\bar{\mu}$ dans le volume nucléaire compris entre les rayons R_1 et R_2 est obtenue par l'équation suivante :

$$\int_{R_1}^{R_2} \frac{4\pi \mu_0 R^2 dR}{1 + \text{EXP} \frac{R - 1,07 A^{1/3}}{0,568}} = \frac{4}{3} \pi (R_2^3 - R_1^3) \bar{\mu}(R) \quad (5)$$

Sur la figure 15, nous avons représenté la variation de dM/dR en fonction du rayon. Nous voyons qu'une fraction importante de la matière nucléaire se situe dans les zones périphériques du noyau. Cette figure a été obtenue par intégration graphique des expressions (4) et (5), alors que nous avons utilisé un sous-programme d'intégration par la méthode de Gauss pour le calcul sur l'ordinateur (31).

B - Modèle nucléaire.

Le modèle nucléaire consiste en un gaz de Fermi dégénéré à 0° K. Nous avons considéré chaque couronne remplie d'un gaz distinct (tableau IV). De plus dans les zones

TABLEAU IV

Zone	Densité	Energie Fermi		Energie cinétique particules α
		proton	neutron	
1	0,180	34,82	45,50	10
2	0,173	33,83	44,20	10
3	0,150	30,87	40,33	10
4	0,113	25,57	33,41	10
5	0,066	17,84	23,31	10
6	0,030	10,45	13,66	10
7	0,007	4,10	5,36	10

Valeur du puits de potentiel pour un noyau ^{197}Au

correspond à l'ordre de grandeur trouvé par Ostroumov et al. (24).

Nous avons admis que les particules sont libres dans le potentiel nucléaire. Les chocs se produisent élastiquement entre particules soumises au potentiel nucléaire dans une région donnée du noyau.

C - Diffusion.

1 - Diffusion inélastique.

En introduisant des sous-structures α et en envisageant de ce fait l'éventualité des collisions nucléon- α et α - α , nous avons dû distinguer les interactions élastiques, des chocs inélastiques à un ou plusieurs corps. Les sections efficaces des réactions inélastiques nucléon- α libres ne sont plus négligeables à partir de 50 MeV et dépendent de la réaction produite. Bien que Tannenwald (33) indique les sections efficaces inélastiques comparatives de diffusion libre des neutrons de 90 MeV sur ^4He , les données expérimentales sont trop fragmentaires et la cinématique trop complexe pour que nous puissions l'inclure dans ce genre de calcul. Dans tous les cas où le choc est inélastique nous avons en fait admis que ^4He se scinde en ^3He + neutron ou bien ^3H + proton au prorata du libre parcours moyen partiel pour les neutrons et les protons. Le problème se résume à considérer une diffusion nucléon-nucléon en supposant que ^3He ou ^3H reste au repos. L'objet de ce calcul étant limité aux sous-structures α , cette hypothèse arbitraire nécessitée par

les plus externes, nous avons voulu introduire une probabilité de corrélation des nucléons sous forme de particules α . Peu de renseignements existent sur la distribution des quantités de mouvement des sous-structures α dans le noyau. Nguyen-Long-Den (32) a mesuré expérimentalement le rapport des sections efficaces des états isomériques du ^{135}Cs produit par la réaction $^{139}\text{La}(p, p\alpha)^{135}\text{Cs}$ et ceci lui a permis d'atteindre la valeur du moment angulaire $J = 4$ de la sous-structure α (dans le noyau) éjectée par interaction directe. Nous avons supposé que l'énergie cinétique des particules α était de 10 MeV. Cette valeur

le manque de renseignements expérimentaux n'entraîne qu'une faible erreur sur l'émission de particules α .

Le cas des collisions α - α présente des difficultés semblables. La section efficace de diffusion élastique est connue, tandis que les seuls renseignements que nous ayons sur les réactions inélastiques concernent leurs seuils. Ceux-ci s'échelonnent entre 50 MeV et 110 MeV. La probabilité de tels chocs a été totalement négligée dans notre étude.

2 - Diffusion élastique.

a - Nous avons utilisé les relations empiriques données par Metropolis et al. (7) pour traduire la diffusion nucléon-nucléon libres :

$$\sigma_{ii} = 1,063/\beta^2 - 2,992/\beta + 4,29 \text{ fm}^2 \quad (6)$$

$$\sigma_{ij} = 3,41/\beta^2 - 8,22/\beta + 8,22 \text{ fm}^2 \quad (7)$$

(la diffusion coulombienne est ici négligée car les énergies cédées sont faibles).

$$d\sigma/d\Omega = k(A \cdot \cos^4 \theta + B \cdot \cos^3 \theta + 1) \quad (8)$$

β représente le rapport de la vitesse de la particule incidente à la vitesse de la lumière, $d\sigma/d\Omega$ est la section efficace différentielle dans le système du centre de masse, θ l'angle de diffusion dans le même système et A et B des paramètres variant en fonction de l'énergie (tableau V).

TABLEAU V

Energie disponible dans le centre de masse	Diffusion n-n ou p-p		Diffusion n-p	
	A	B	A	B
0	0	0	0	0
43	0	0	2,10	- 0,22
86	0	0	5,80	- 0,70
129	0	0	6,95	- 0,56
173	0	0	4,30	- 0,1
216	0	0	3,50	0,2

b - Afin d'unifier le traitement dans l'ordinateur des nucléons et des particules α , nous nous sommes fixés le même type de fonction empirique pour représenter toutes les sections efficaces totales de diffusion libre. Ces formules ont d'autre part l'avantage de conduire à des expressions facilement intégrables.

Nous avons considéré les diffusions proton- α et neutron- α identiques. En effet les résultats expérimentaux de Cormack, Palmieri, Ramsey et Wilson (34), de Chamberlain et al. (35) pour les premières et de Tannenwald (33), Arnold et Hodgson (36) pour les secondes, sont conciliables avec cette approximation. D'autre part on ne connaît pas de niveau d'énergie associé aux noyaux de masse 5, il n'y a donc pas de résonances dans les sections efficaces différentielles $d^2\sigma/d\Omega \cdot dE$. Les formules utilisées sont les suivantes :

$$\text{total. } \sigma_{n,\alpha} = \sigma_{p,\alpha} = 3,22/\beta^2 + 0,233/\beta - 0,7017 \text{ fm}^2 \quad (9)$$

$$\text{inélastique} \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma_{n,\alpha} = \sigma_{p,\alpha} = 10 \text{ fm}^2 \text{ pour } 56 \text{ MeV} < E < 148 \\ \sigma_{n,\alpha} = \sigma_{p,\alpha} = 0,8 \sigma_{n,\alpha} \text{ total} \quad E \geq 148 \end{array} \right. \quad (10) \quad (11)$$

La figure 16 montre la comparaison entre les données expérimentales et les expressions 9, 10 et 11.

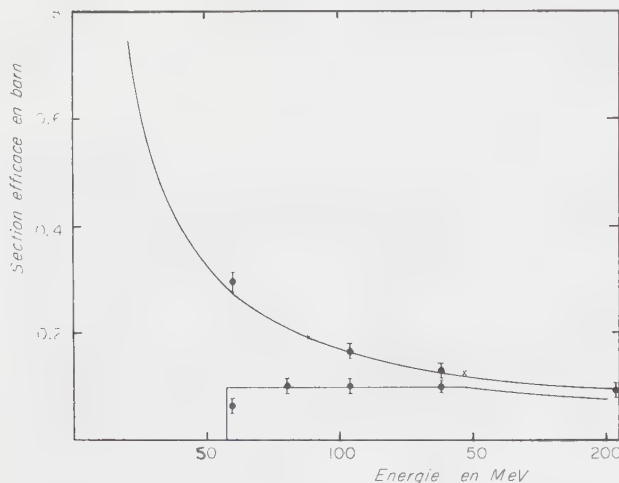


Fig. 16 - Section efficace de diffusion nucléon-alpha libre. Les points et les croix indiquent les valeurs expérimentales neutron - alpha. La courbe du haut représente la fonction 9, la courbe du bas les expressions 10 et 11.

Lors de nos premiers essais nous avons introduit dans notre programme de calcul la section efficace différentielle $d^2\sigma/d\Omega \cdot dE$ proposée par Tannenwald :

$$d^2\sigma/d\Omega \cdot dE = k \cdot \text{EXP}(-5 \theta^2).$$

Cette expression ne rend pas compte de la croissance de la section efficace différentielle angulaire aux grands angles, surtout pour des énergies inférieures à 60 MeV. En effet aux grands angles de diffusion correspondent les transferts d'énergie les plus importants. L'émission de particules α étant essentiellement limitée par la hauteur de la barrière coulombienne, les diffusions laissant les sous-structures avec une grande énergie favoriseront cette émission. Nous avons remarqué que pour $\theta > 10^\circ$ c.m. on pouvait exprimer avec une bonne approximation la section efficace différentielle par la somme de deux

fonctions exponentielles ; ce qui nous a conduit à adopter la formulation suivante :

$$\text{si } \theta_{c.m.} \leq 10^\circ \quad d^2\sigma/d\Omega \cdot dE = KD \cdot \text{EXP}(2,94) \quad (12)$$

$$\text{si } 10^\circ < \theta_{c.m.} < 180^\circ \quad d^2\sigma/d\Omega \cdot dE = K' \left(F \cdot \text{EXP}(-p \cdot \theta_{c.m.}) + C \cdot \text{EXP}(q(\theta - \pi)) \right) \quad (13)$$

K et K' étant des facteurs de normalisation et F, C, D, p, q, des constantes calculées pour différentes énergies (tableau VI). Les valeurs des coefficients pour une énergie déterminée sont obtenues par interpolation des constantes correspondant aux énergies les plus proches.

La relation empirique utilisée pour représenter la section efficace de diffusion élastique α - α est la suivante :

$$\sigma_{\alpha-\alpha} = 3,1/\beta^2 + 20,0 \text{ fm}^2 \quad (14)$$

La figure 17 montre cette fonction et les valeurs expérimentales obtenues en intégrant les sections efficaces différentielles angulaires données par Nilson, Kermann, Briggs et Jentschke (37), Gonzett, Igo, Shaw et Slobodrian (38) et Dariulat, Igo, Pugh et Holmgren (39) pour des énergies variant entre 20 et 120 MeV.

TABLEAU VI

Energies	F	C	p	q	D
30 MeV	9,5	0,214	2,79	0,836	
40 MeV	12,1	0,122	3,97	1,72	0,8
66 MeV	10,4	0,13	4	2,3	13,75
95 MeV	10	$2,8 \cdot 10^{-2}$	4,1	4,66	15,6
147 MeV	10	0	4,2	0	2
220 MeV	10	0	4,2	0	2

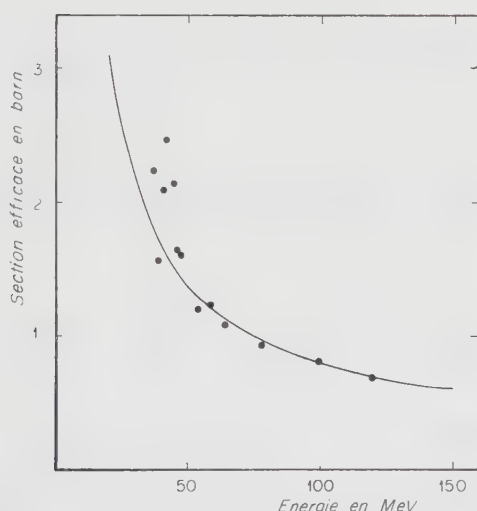


Fig. 17 - Section efficace de diffusion alpha - alpha libre. Les croix indiquent les valeurs expérimentales, la courbe représente la fonction 12.

La relation 14 est une bonne approximation de la courbe expérimentale dans le domaine d'énergie compris entre 45 et 120 MeV. Pour $E < 45$ MeV l'accord est moins bon. A ces énergies cinétiques, les diffusions seront dans la majeure partie des cas, soit interdites par le principe de Pauli ou bien ne permettront pas aux α de franchir la barrière coulombienne. L'erreur entraînée par cette approximation aux basses énergies, n'aura que peu d'influence sur le résultat global des cascades.

En ce qui concerne les sections efficaces α - α différentielles $d^2\sigma/d\theta_{c.m.}dE$ nous avons introduit sous forme de données dans l'ordinateur les valeurs expérimentales (37, 38, 39) à raison d'un point à chaque intervalle de 2° c.m.. Le calcul pour une énergie et un angle donnés se faisait par interpolation linéaire.

D - Libre parcours moyen.

La distribution des quantités de mouvement des nucléons à l'intérieur du noyau est supposée isotrope ; cependant la probabilité de rencontrer un nucléon avec un angle θ donné est une fonction de θ . Si $\vec{\beta}$ est le vecteur vitesse de la particule incidente, $\vec{\beta}_c$ celui de la particule choquée et $\vec{\beta}_{rel}$ le vecteur vitesse relative des deux particules, dans le cas non relativiste nous aurons $\vec{\beta}_{rel} = \vec{\beta} - \vec{\beta}_c$. La relation qui lie le libre parcours moyen et la section efficace devient alors :

$$1/\lambda_i = \int_0^\pi \left(n_i \sigma_{ii}(\vec{\beta} - \vec{\beta}_c) + n_j \sigma_{ij}(\vec{\beta} - \vec{\beta}_c) + (\vec{\beta} - \vec{\beta}_c)_{n_k} \sigma_{ik} \right) \cdot \frac{|\vec{\beta} - \vec{\beta}_c|}{\beta} \cdot (\sin \theta) / 2 \cdot d\theta \quad (15)$$

n_i , n_j , et n_k sont les nombres de particules i , j et k par fm^3 . On voit que toutes les sections efficaces de diffusion entre proton, neutron et ^4He libres peuvent être mises sous la forme :

$$\sigma_{ij}(\vec{\beta} - \vec{\beta}_c) = AB(i,j)/(\vec{\beta} - \vec{\beta}_c)^2 + AC(i,j)/(\vec{\beta} - \vec{\beta}_c) + AD(i,j) \quad (16)$$

Dans cette équation $AB(i,j)$, $AC(i,j)$ et $AD(i,j)$ sont des paramètres et ne dépendent que des partenaires de la diffusion. Si on considère la relation (15) pour une valeur donnée de $\vec{\beta}_c$ on peut intégrer par rapport à tous les angles θ . Dans notre cas la vitesse des nucléons choqués varie en grandeur et la valeur moyenne des vitesses des particules dans le potentiel nucléaire est alors employée. Compte tenu de la distribution en $a\beta^2.d\beta$, nous obtenons $\beta_c^2 = \frac{3}{5} \beta_{\text{max}}^2$ pour des nucléons. Les sous-structures α ayant une énergie supposée constante dans le volume, elles sont monocinétiques.

E - Effet du potentiel nucléaire sur les particules de cascades.

Nous avons considéré que toute particule entrant dans le champ d'action des forces nucléaires était soumise à un potentiel central dont l'intensité est calculée selon le modèle nucléaire défini au paragraphe B ; à chaque discontinuité du potentiel nous avons appliqué les lois de la réfraction de l'optique classique définissant chaque milieu par un indice de réfraction $n = \frac{c}{v}$. Pour un angle d'incidence supérieure à l'angle de réfraction limite, la trajectoire de la particule était réfléchiée sur la surface assurant la discontinuité de potentiel.

Nous noterons en remarque que par rapport au calcul de Metropolis et al. ce mode de traitement a l'avantage de conserver le moment angulaire. En effet :

$$l_h = \vec{r}_1 \wedge \vec{p}_1 = \vec{r}_2 \wedge \vec{p}_2$$

r_1 et r_2 étant respectivement les paramètres d'impact de la particule dans les milieux 1 et 2, p_1 et p_2 les quantités de mouvement dans les mêmes conditions.

F - Franchissement de la barrière de potentiel.

1 - Un modèle à bord diffus entraîne des variations du potentiel coulombien en fonction du rayon nucléaire. En vue de simplifier nos calculs nous avons employé jusqu'à $R_0 + 2,5 \text{ fm}$ un potentiel coulombien uniforme dont la hauteur était fixée par :

$$V_c = \frac{Z Z' e^2}{1,35 A^{1/3} + r} \quad (17)$$

r étant égal à 0 et 1,2 respectivement pour les protons et les particules α .

Il nous a semblé logique de profiter de la méthode de Monte-Carlo pour introduire la transmission T_0 à travers la barrière coulombienne des ondes S correspondant aux particules chargées :

$$T_0 = \text{EXP } \gamma \text{ et } \gamma = - \frac{4 Z Z'}{137 \beta} \left(\text{Arc cos } ((E/V_c)^{1/2}) - ((1 - E/V_c)(E/V_c))^{1/2} \right) \quad (18)$$

Nous avons admis que si la particule ne pouvait franchir cette barrière, elle se réfléchissait sur le bord du noyau.

2 - Il eût semblé logique de traiter - comme Fraenkel et Friedlander (40) l'ont fait - le franchissement de la barrière de potentiel de la même manière que la partie négative du puits de potentiel. Appliquer la réfraction et la réflexion à la discontinuité du potentiel nucléaire y compris à la partie positive de ce potentiel, signifie que l'on néglige la transmission possible de la barrière de potentiel pour des énergies inférieures à celle-ci, et que l'on introduit une limitation importante à l'émission des particules chargées de $1 \neq 0$ pour des énergies supérieures à la barrière. Si ce mode de traitement n'entraîne qu'une faible erreur pour les protons, il en est tout autrement en ce qui concerne les particules α . En effet le spectre expérimental des particules α émises par interaction directe (figure 21) montre que celles-ci ont en nombre important une énergie inférieure à la barrière coulombienne.

Il faut noter que Fraenkel et Friedlander ont utilisé le rayon nucléaire correspondant à la couronne périphérique pour calculer la hauteur de la barrière, ce qui revient à l'abaisser de façon notable. Dans ce cas il faudrait introduire dans le puits de potentiel un terme correctif d'origine coulombienne, pour chaque zone.

Dans notre calcul comme dans le programme "Grace" de Fraenkel et Friedlander il n'a pas été tenu compte du terme centrifuge dans l'expression de la barrière nucléaire.

En résumé, un traitement correct de ce problème entraînerait une décomposition de l'onde plane incidente en ondes partielles et un calcul des transmissions correspondant à chaque moment angulaire l possible. Ceci pourrait être envisagé et devrait sensiblement améliorer le réalisme d'un tel modèle. De la même façon on généraliserait cette manière de voir à toutes les discontinuités du champ nucléaire.

G - Energie de séparation des particules : neutron, proton, ^4He .

L'énergie de séparation d'une particule dans un noyau varie en fonction du numéro atomique et du nombre de masse de celui-ci ; aussi le choix d'une valeur unique (imposée par le principe du calcul à la Monte-Carlo) pour l'ensemble des noyaux transitoires possibles, est délicat compte tenu de la grande variété de ceux-ci. Dans le cas particulier de l'application de ces calculs aux réactions $(p, 3pXn)$, les cascades prépondérantes pour l'obtention de ces réaction étant, outre P, P' : P, PN et $P, P\alpha$, il nous a semblé souhaitable d'utiliser les énergies de séparation des particules dans le noyau-cible même, ce qui permet de conserver rigoureusement l'énergie totale pour ces deux dernières cascades.

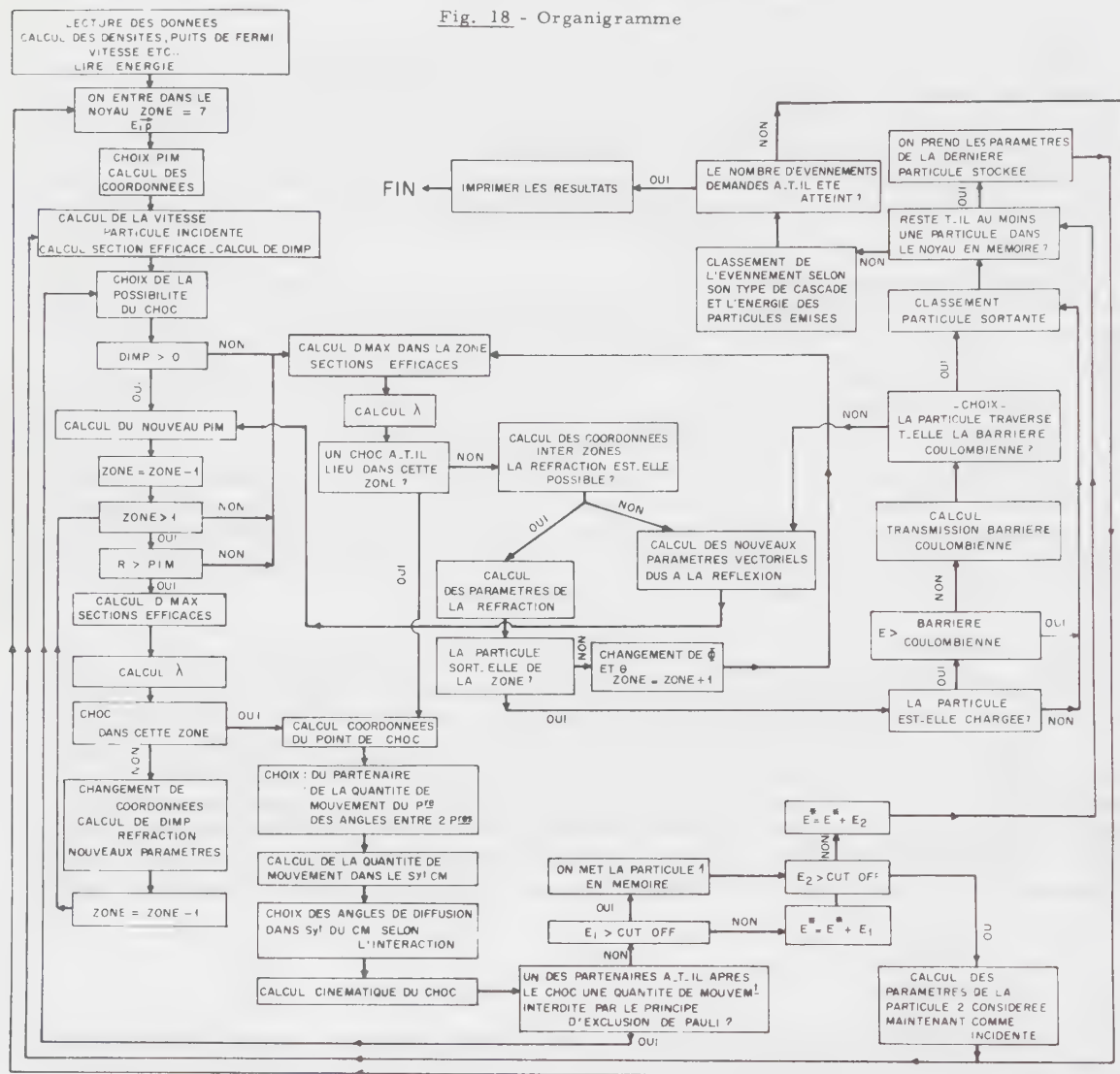
III - Technique de calcul.

L'organigramme présenté dans la figure 18 a été traduit en langage FORTRAN IV sur l'ordinateur UNIVAC 1107 de la Faculté des Sciences d'Orsay. Nous avons bénéficié d'un sous-programme de génération de nombres au hasard existant en langage SLEUTH II. Celui-ci était fondé sur la multiplication de 5^{13} par un nombre quelconque que nous avons choisi comme le premier de la génération recherchée. Afin d'éviter les suites (nous avons trouvé des répétitions de l'ordre de quelques 10^5 nombres), nous additionnions le contenu d'une mémoire-horloge tous les 1 000 nombres.

Pour choisir, lors des collisions mettant en cause une particule α , les angles de

diffusion dans le système du centre de masse des partenaires, nous avons utilisé la méthode de rejet de von Neumann. On tire un premier nombre au hasard compris entre 0 et π représentant l'angle de diffusion θ . Un second nombre au hasard tiré entre 0 et une

Fig. 18 - Organigramme



valeur plus grande que le maximum de $d\sigma/d\theta$, est comparé à la valeur de $d\sigma/d\theta$ calculée pour l'angle θ défini par le premier nombre au hasard. Si le deuxième nombre tiré est plus petit que le $d\sigma/d\theta$ calculé, l'angle θ choisi est le véritable angle de diffusion ; s'il est plus grand on retirera un autre couple de nombres au hasard jusqu'à ce que la condition précédente soit satisfaite. Cette méthode est d'autant meilleure que l'aire représentant la section efficace intégrée est plus proche de l'aire du rectangle circonscrit à la

courbe. Dans les cas où il était difficile de calculer le maximum de $d\sigma/d\theta$, nous avons construit cette fonction pour en trouver une limite supérieure aussi proche que possible.

A tout instant les particules sont définies par leur type. Leurs coordonnées et leur vecteur vitesse dans la zone parcourue du noyau sont référés à un trièdre orthonormé au centre du noyau. Pour savoir si le nucléon s'éloigne ou bien se rapproche du coeur, la distance algébrique "DIMP" de la particule au pied de la perpendiculaire abaissée du centre du noyau sur la trajectoire, ainsi que la comparaison du paramètre d'impact avec les rayons maxima des zones de densité différente permettent de connaître les distances maximales parcourues dans les régions du noyau. Le choix de l'angle des quantités de mouvement de deux particules avant le choc est réalisé à l'aide du nombre au hasard X

$$\text{avec} \quad X = \frac{\int_0^\theta \sigma(\theta) d\theta}{\int_0^\pi \sigma(\theta) d\theta}$$

Ceci nous conduit à une équation du troisième degré que nous avons préféré résoudre par une méthode d'approximation numérique moins couteuse en temps de machine que la résolution de Cardan.

Nous avons suivi les particules de cascade jusqu'à ce qu'elles soient sorties du noyau ou bien que leurs énergies soient devenues inférieures à 5 MeV par rapport au laboratoire. Si des neutrons ont encore des chances de sortir dans ces conditions, il n'en est pas de même pour les particules chargées qui doivent encore franchir la barrière coulombienne. D'autre part l'approximation de l'impulsion qui est l'hypothèse-clé n'a que peu de sens lorsque la longueur d'onde associée à la particule est de l'ordre de grandeur des distances internucléoniques. Ces particules ne pouvant sortir du noyau, nous admettons que leur énergie contribue à l'excitation du noyau résiduel.

Dans de telles conditions, une cascade dans un noyau cible de nombre de masse moyen donnait lieu à 0,3 s de calcul pour une énergie du proton incident égale à 155 MeV. Pour beaucoup d'essais dans lesquels nous n'étions intéressés que par la distribution en énergie des protons ou des ^4He émis, nous avons adopté des énergies limites des particules de cascade allant jusqu'à 25 MeV. Il s'ensuivait que le temps de calcul pouvait être réduit d'un facteur deux à trois dans certains cas.

Nous avons dû introduire un nombre maximum de réflexions dans l'éventualité rare où des particules n'arrivent pas à faire une collision permise par le principe d'exclusion de Pauli et se réfléchissent à la limite d'une zone nucléaire sans jamais pouvoir en sortir. Quoique de tels cas se rencontrent rarement (20 à 30 pour 10.000 cascades environ) le temps d'utilisation de l'ordinateur s'en trouvait fortement accru.

IV - Résultats.

A - Section efficace inélastique et formation du noyau composé.

Dans le tableau VII sont indiquées les valeurs calculées pour différentes cibles à 155 MeV. A titre comparatif, nous montrons l'excellent accord entre nos calculs et les résultats expérimentaux compilés par Milburn et al. (41), en ce qui concerne la section efficace inélastique totale aux protons de 155 MeV (figure 19).

TABLEAU VII

Interaction des protons de 155 MeV avec différentes cibles.

Cible	σ Géométrique	σ Inélastique total	σ Formation noyau composé
^{238}U	2.560	1.905	320
^{209}Bi	2.500	1.770	270
^{197}Au	2.420	1.735	250
^{181}Ta	2.295	1.560	228
^{139}La	2.020	1.345	143
^{59}Co	1.390	770	29,6
^{51}V	1.315	680	24,6
^{48}Ti	1.250	631	22

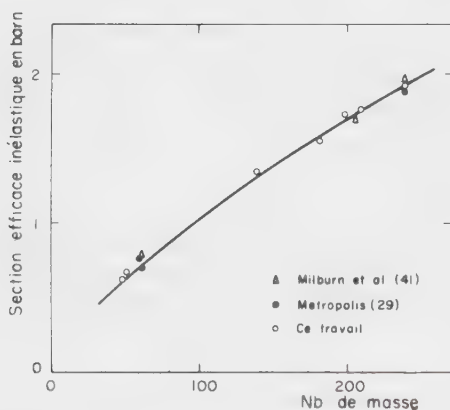


Fig. 19 - Section efficace inélastique totale

Stephan (42) a utilisé les quantités de mouvement des noyaux résiduels, obtenues par cette méthode pour calculer la distribution théorique des angles entre les fragments émis au moment de la fission de l'uranium induite par des protons de 155 MeV et 96 MeV. L'accord entre les courbes expérimentales et théoriques est très bon à 156 MeV. La comparaison à 96 MeV lui a fait conclure que le calcul théorique donne des noyaux très excités en trop grand nombre.

La section efficace de formation du noyau composé que nous avons obtenue est plus grande que dans les calculs ne tenant pas compte de la diffusion due au potentiel nucléaire. Notamment les résultats expérimentaux relatifs aux réactions $^{209}\text{Bi}(p, xn)\text{Po}$ ont conduit Da Silveira (43) à con-

clure que les valeurs données par Metropolis permettent après un calcul d'évaporation de réaliser un meilleur accord. En effet si notre résultat à 155 MeV dans le cas du ^{209}Bi est encore conciliable avec ses travaux, il semble que notre calcul donne une valeur inacceptable à 82 MeV. Le bord diffus du noyau ne peut être tenu responsable de la différence entre les résultats correspondant aux deux modes de calcul, mais nous devons considérer les effets optiques du potentiel comme le facteur prédominant du désaccord. Il semble qu'il faille introduire pour la diffusion élastique des particules dans la matière nucléaire à chaque discontinuité de la densité nucléaire, une probabilité de transmission calculée à partir des fonctions d'onde associées aux particules. On peut ainsi s'attendre à ce que l'effet du potentiel soit intermédiaire entre celui obtenu par le modèle de Metropolis et le nôtre.

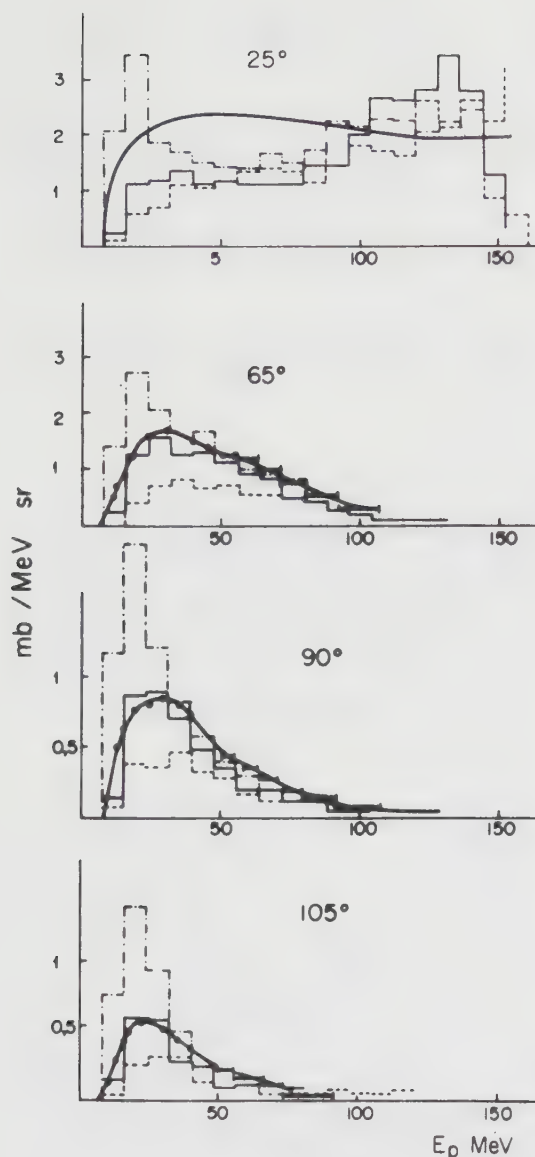


Fig. 20 - Distributions en énergie des protons émis aux angles 25°, 65°, 90° et 105° par une cible d'or bombardée par des protons de 156 MeV.

- Courbes expérimentales (Brun et al. 62)
- - - Histogrammes calculs type Metropolis
- . - Histogrammes nos calculs
- Histogrammes nos calculs sans réfraction ni réflexion.

B - Distribution angulaire des protons émis.

Au début de cette étude (7), nous avons comparé les résultats de notre calcul à ceux observés par Genin et al. (44) en bombardant une cible de ^{197}Au par des protons de 155 MeV. Nous n'avions pas obtenu un parfait accord entre les spectres comparés, mais les tendances générales des distributions en énergie des protons émis aux angles de 15°, 30° et 60° étaient retrouvées par le calcul. Ayant constaté la forte dépendance angulaire de ces spectres de protons, nous avons attribué la cause de la relative pauvreté de l'accord observé, à la largeur angulaire des marches de notre histogramme.

Depuis, une étude expérimentale a été entreprise à Orsay, sur le même sujet par Brun, Dubost, Gatty, Lefort et Tarrago (62). Dans cette expérience, la détection des protons était assurée par un télescope constitué de quatre détecteurs solides, ce qui permettait une analyse multiparamétrique plus fine que les scintillateurs utilisés par Genin et al. (surtout en ce qui concerne les protons de faible énergie).

Brun et al. ont comparé les spectres expérimentaux de protons émis à divers angles (figure 20) aux spectres obtenus par notre programme calculé en considérant que dans le noyau la direction des nucléons est inchangée par le potentiel nucléaire, ou bien au contraire qu'elle est soumise à une réfraction ou une réflexion à chaque discontinuité du potentiel (hypothèse que nous avons retenue pour notre part, voir page 28). Aucun des deux modes de calcul n'apparaît satisfaisant, l'expérience ayant un comportement intermédiaire. Il est certain que le traitement de la diffusion des nucléons par le potentiel nucléaire doit être réalisé à l'aide de la mécanique quantique. Des calculs sur cette base, effectués par Harp et Miller (63) montrent que la réfraction et la réflexion des directions des nucléons à chaque discontinuité du potentiel traduit mieux la réalité que l'hypothèse contraire.

En remarque, signalons la tentative,

actuellement en cours, de Chen et al. (64) consistant à utiliser un potentiel nucléaire fonction de la vitesse, ce qui modifie heureusement les résultats calculés.

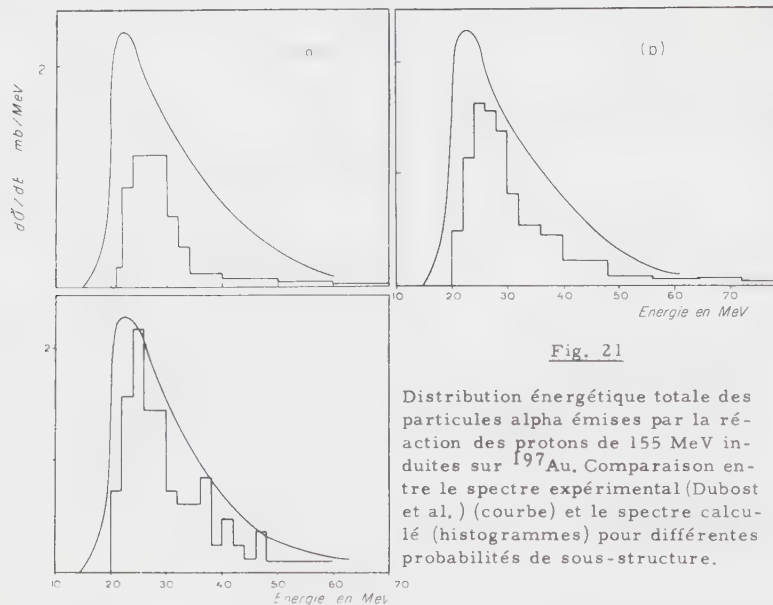
C - Probabilité de présence de sous-structures α .

Nous pouvons admettre raisonnablement que dans la zone la plus externe du noyau (de densité de l'ordre de $\mu_0/20$) tous les nucléons sont corrélés. Si on fait varier l'indice de corrélation des nucléons dans les différentes couronnes nucléaires selon une progression géométrique, le seul paramètre à fixer devient la raison de la progression. Nous avons voulu étudier son influence en la faisant varier dans des limites très étroites sur l'émission de particules α .

Pour tester nos hypothèses, nous avons défini quelques critères de comparaison avec l'expérience.

- Le spectre énergétique des fragments émis.
- La distribution angulaire des particules.
- La section efficace totale d'émission α .
- La section efficace P, PN.

Nous avons fait une série de trois essais avec des progressions géométriques de raison différente dans le cas de la diffusion des protons de 155 MeV sur ^{197}Au , pour les comparer aux valeurs expérimentales de Dubost, Lefort, Peter et Tarrago (45) relatives aux spectres de ^4He émis par interaction directe. Les résultats sont rassemblés dans les figures 21 et 22 et le tableau VIII.



1 - Distribution en énergie des fragments émis.

La distribution en énergie est en très bon accord avec l'expérience quelle que soit la progression utilisée pour définir le coefficient de corrélation. Cependant on note un

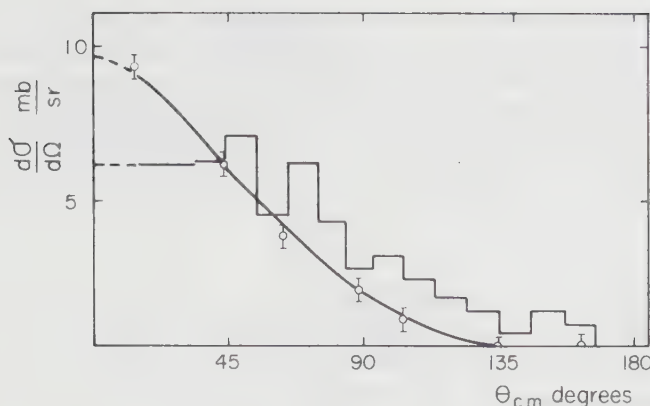


Fig. 22 - Distribution angulaire des particules α émises par la réaction induite par des protons de 155 MeV sur ^{197}Au . La courbe représente le spectre expérimental (Dubost et al.) et l'histogramme, le spectre calculé.

léger déplacement de la position du maximum lorsque l'on augmente la probabilité de présence des sous-structures dans les zones internes du noyau. La distribution énergétique calculée est alors plus proche de la courbe expérimentale.

2 - Distribution angulaire des α émis.

La distribution calculée est beaucoup plus isotrope que la distribution expérimentale de Dubost et al. (45). Il est difficile de dire si l'approximation des effets optiques du potentiel dû aux forces coulombiennes et nucléaires, par un traitement classique, est seule responsable de ce désaccord. On notera cependant que la différence entre les sections efficaces

différentielles angulaires $d\sigma/d\Omega$ calculées et expérimentales est relative à un très faible intervalle d'intégration $d\Omega$ et de ce fait n'intervient que pour une faible part dans la section efficace totale d'émission α .

3 - Section efficace totale d'émission α .

Les valeurs calculées sont dans tous les essais plus faibles que la valeur expérimentale. Si nous appelons N_1 , N_2 et N_3 le nombre de sous-structures dans le noyau et σ_1 , σ_2 et σ_3 les sections efficaces d'émission α correspondant aux essais 1, 2 et 3, nous obtenons d'après les données du tableau VIII :

$$\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{N_2 - N_1} = \frac{6,4}{1,19} = 5,3 \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_3 - \sigma_2}{N_3 - N_2} = \frac{2,8}{1,65} = 1,7$$

Ceci montre que même si on augmentait davantage le nombre des sous-structures dans le noyau, donc essentiellement dans les couches internes, la section efficace totale d'émission de ^4He ne croîtrait que très peu.

L'essai n° 3 donne pour une probabilité moyenne de présence de 5,7 α dans ^{197}Au une valeur inférieure à l'expérience de l'ordre de 30 %. Nous avons estimé que ce désaccord est faible devant toutes les erreurs résultant des approximations et des incertitudes de notre calcul. D'autre part le nombre de sous-structures α admis ne semble pas trop important. En effet Gauvin et al. avaient trouvé que la présence de 15 α dans un noyau de ^{209}Bi était nécessaire pour expliquer les valeurs expérimentales.

4 - Section efficace de la réaction P, PN.

L'argument selon lequel le bord diffus du volume nucléaire était la région dans la-

quelle la majeure partie des réactions P, PN se faisait, a été mis en avant par de nombreux auteurs pour trouver les raisons du désaccord entre les calculs à la Monte-Carlo utilisant un puits de potentiel carré, et les résultats expérimentaux. Il est certain que l'incorporation de sous-structures dans les zones périphériques défavorise la réaction P, PN au profit des réactions avec émission de particules α . Nous avons toutefois remarqué que cet effet reste faible. Le Tableau VIII montre qu'à 155 MeV la section efficace de la réaction $^{197}\text{Au}(p, pn)^{196}\text{Au}$ ne diminue que faiblement lorsque l'on augmente de 2,86 à 5,7 le nombre de noyaux de ^4He en sous-structure.

TABLEAU VIII

		Zones							Nombre total de sous - structures α	P. PN (en mb)	Emission α (en mb)
		1	2	3	4	5	6	7			
Essai de calcul	N° 1	0	0	0	0	0,0625	0,25	1	2,86	41 mb	16
	N° 2	0	0	0	0,0625	0,155	0,4	1	4,05	38	22,4
	N° 3	0	0	0,0625	0,125	0,25	0,5	1	5,7	38	25,2
Expériences		-	-	-	-	-	-	1*	-	60 - **	*** 36 mb

* Valeur expérimentale due à Igo et al. (3)

** Valeur expérimentale due à Gusakow et al. (46).

*** Valeur expérimentale due à Dubost et al. (45).

Il semble que le principe même d'une progression géométrique pour définir la corrélation dans les zones nucléaires, ne soit pas trop mauvais.

En bref, l'interaction des protons de 155 MeV avec ^{197}Au apparaît être un assez bon test du nombre d' α dans le noyau. Nous avons admis que les probabilités de corrélation utilisées pour l'essai n° 3 étaient satisfaisantes. Ces valeurs ont dès lors été employées quel que soit le noyau envisagé.

5 - Nous citerons en remarque un travail (*) de deux théoriciens, J. W. Clark et Tso-Pin-Wang (47) qui tentent d'appliquer le concept usuel de "matière nucléaire infinie" au moyen de la méthode développée par Wu et Feenberg pour un liquide de ^4He , pour définir les propriétés d'un état fondamental d'un système de particules α sans structure.

Le tableau IX extrait de cet article, rassemble les résultats relatifs aux nombres prédits N_α de sous-structures α et aux pourcentages de corrélation $\alpha : P_\alpha$ dans la surface nucléaire d'un noyau de ^{197}Au , selon une distribution de densité nucléaire présentant soit une forme trapézoïdale T, soit l'allure d'une fonction de Fermi F.

(*) Nous avons pris connaissance de ce travail, alors que nos calculs et les résultats correspondants étaient déjà publiés.

TABLEAU IX

Forme de la distribution de densité nucléaire	r_0	N_α	$P_\alpha \%$
T	1,5	5,3	21
F	1,4	8,0	32,3
F	1,5	6,3	25,4
F	1,6	5,1	20,7
F	1,7	4,2	17,6

Si on compare la valeur de $5,7\alpha$ dans le bord diffus du noyau de ^{197}Au , obtenue par notre calcul, à celles prédites par Clark et Tso-Pin-Wang (47) l'accord apparaît extrêmement satisfaisant.

Conclusion.

En bref, un calcul de cascades entre nucléons et sous-structures α apparaît pouvoir rendre compte de l'éjection de particules α par interaction directe. Les différents tests nous ont permis de montrer que notre calcul est cohérent et que les résultats auxquels il conduit sont très comparables à ceux obtenus par Chen et al. (30). D'autre part,

nous avons pu évaluer la probabilité de présence de sous-structures en fonction du rayon et les conclusions que nous avons pu en tirer sont dans l'ordre des idées communément admises sur les sous-structures et elles pourront nous servir de bases pour le calcul des sections efficaces de formation du noyau intermédiaire.

CHAPITRE 3

DESEXCITATION DU NOYAU TRANSITOIRE

I - Hypothèses théoriques.

L'hypothèse de Bohr (48) distingue deux phases : la première étant la formation d'un noyau composé au terme d'un équilibre thermodynamique, la seconde étant la désexcitation par l'émission successive de particules ou de photons γ .

A - Modèle statistique.

L'approche classique consiste à emprunter la théorie statistique. En effet si les niveaux d'énergie sont en assez grand nombre et ont une largeur telle qu'il existe toujours au moins un niveau possible pour une quelconque énergie, on peut alors introduire la notion de densité de niveaux. Cette condition est remplie selon Blatt et Weisskopf (49) dans les noyaux moyens et lourds pour des énergies d'excitation supérieure à 3 MeV.

Weisskopf (50) a développé le formalisme de la théorie de l'évaporation et exprime la probabilité d'émettre une particule i avec une énergie comprise entre E_i et $E_i + dE_i$ et un moment angulaire l_i par la relation :

$$P(E_i).dE_i = \frac{2l_i + 1}{\pi^2 h^3} \mu_i \sigma_{i,l_i}(E_i, E^*) \cdot E_i \cdot \frac{\omega'(E - B_i - E_i, J)}{\omega(E, J)}$$

Dans cette formule, μ_i est la masse réduite du système après évaporation ; $\omega'(E, J)$ et $\omega(E, J)$ représentent respectivement les densités de niveau des états final et initial, et B_i l'énergie de séparation de la particule i , $\sigma_{i,l_i}(E_i, E^*)$ la section efficace du processus inverse.

B - Mise en oeuvre du modèle statistique.

Cette dernière formule ne postule pas obligatoirement que la section efficace de la réaction inverse, à savoir la formation du noyau composé, soit calculée selon la théorie du continuum.

Cependant, en première approximation, nous pouvons admettre que le moment angulaire apporté par le nucléon incident ainsi que celui emporté par les nucléons émis lors de la phase rapide d'interaction, ne représentent qu'une faible énergie de rotation vis-à-vis de l'énergie d'excitation totale. Cette approximation est très raisonnable lorsque la particule incidente se trouve être un nucléon de 150 MeV, car dans ce cas le moment angulaire ne dépasse pas 14 $\hbar$, le nombre de particules éjectées par interaction directe

étant statistiquement de l'ordre de 1, l'énergie de rotation du noyau excité peut être négligée.

La théorie du continuum en supposant que le nombre de canaux possibles d'entrée est très grand et que le canal d'entrée est exclus comme canal de sortie, permet de rendre compte globalement de tous les états de spin des niveaux.

La probabilité d'évaporer une particule s'écrit alors :

$$P(E_i) \cdot dE_i = \frac{2I_i + 1}{\pi^2 h^3} \cdot \mu_i \cdot \sigma_i(E_i, E^*) \cdot E_i \cdot \frac{\omega'(E - B_i - E_i)}{\omega(E)}$$

Dans cette relation apparaît deux fonctions de l'énergie délicates à apprécier.

- la section efficace du processus inverse,
- la densité de niveaux du noyau résiduel.

Ces deux grandeurs physiques sont en principe atteintes par l'expérience, mais très indirectement dans le cas de la première et seulement dans des cas particuliers et dans un domaine très précis pour la seconde. Il est donc hors de question ici de pouvoir utiliser des données expérimentales.

1 - Section efficace du processus inverse.

Dans notre cas c'est la section efficace de formation du noyau composé d'énergie d'excitation E^* , obtenu par interaction d'une particule libre i d'énergie E_i sur un noyau transitoire dont l'énergie d'excitation est $E^* - B_i - E_i$ (B_i étant l'énergie de liaison de la particule i dans le noyau composé).

Pour en obtenir une représentation, il sera nécessaire de prendre un modèle théorique qui définira le volume nucléaire, le potentiel et si possible les variations de ces deux grandeurs avec l'énergie d'excitation.

2 - Densité de niveaux.

La théorie statistique, ainsi que des considérations thermodynamiques établies pour un gaz de nucléons, montrent que la densité de niveau est une fonction monotone de l'énergie d'excitation. Weisskopf trouve qu'en première approximation $\omega(E) = C \exp(2\sqrt{aE})$ peut exprimer la densité de niveau des noyaux impairs au voisinage de 1 MeV d'énergie d'excitation. C et a sont des constantes qui ne dépendent que du noyau considéré.

Différents auteurs (51, 52) ont mis en oeuvre le calcul de cette étape de désexcitation nucléaire en faisant diverses approximations tant sur la connaissance des deux grandeurs $\sigma(E_i)$ et $\omega(E_i)$, que dans le traitement mathématique en vue d'intégrer exactement les probabilités d'évaporation.

II - Calcul d'évaporation.

Nous avons pour notre part utilisé le programme général de calcul établi au laboratoire par R. Da Silveira (53). Toutefois il nous fallait l'adapter aux noyaux que nous avons étudiés.

Nous allons ici rappeler les hypothèses de travail de Silveira et les approximations qu'il a employées.

- Son étude est tout d'abord limitée à l'évaporation de neutrons, protons, deutons, tritons, ^3He et ^4He , en négligeant la possibilité d'émission de rayons γ par des noyaux excités au-delà de l'énergie de liaison du nucléon le moins lié.

- Il suppose que la surface du noyau est une sphère bien définie de rayon $R = r_0 A^{1/3}$ indépendant de l'énergie d'excitation et qu'à l'intérieur de ce volume règne un potentiel constant $V(R)$.

A - Calcul de la section efficace de la réaction inverse.

1 - Dans le cadre de ces hypothèses Silveira a pris, à partir des résultats obtenus par la théorie du continuum, la formulation suivante, établie par Dostrovsky et al. (52), pour la section efficace de formation d'un noyau composé par un neutron d'énergie E_i .

$$\sigma_c(E) = \sigma_g \cdot \alpha(1 + \beta/E)$$

avec

$$\begin{aligned}\sigma_g &= \pi R^2 \\ \alpha &= 0,76 + 2,2 A^{-1/3} \\ \beta &= (2,12 A^{-2/3} - 0,05)/(0,76 + 2,2 A^{-1/3})\end{aligned}$$

2 - Un tableau de valeurs numériques indiquant la section efficace de formation d'un noyau composé par une particule chargée (proton ou hélium) en fonction de l'énergie de celle-ci pour des noyaux de Z différents, est donné par Blatt et Weisskopf (49).

Nous avons interpolé les valeurs fournies par ce tableau pour obtenir les courbes représentant la variation de $\sigma_c(E)$ en fonction de E, pour les Z de noyaux que nous avons étudiés. Puis nous avons cherché, comme le conseille Da Silveira pour utiliser son programme de calcul, une fonction empirique du type

$$\sigma_c(E) = C_1 \text{ EXP } \left[C_2 \sqrt{1 - \frac{(C_3 - E_i)^2}{C_4}} - C_5 \right]$$

- dans laquelle C_1 , C_2 , C_3 , C_4 et C_5 sont des coefficients à déterminer - qui simule le mieux possible la fonction d'excitation calculée d'après Blatt et Weisskopf (49).

Pour ce faire, Silveira a en effet constaté que pour des énergies inférieures à 1,3 fois la barrière coulombienne, la représentation en abaque semi-logarithmique de la section efficace de formation du noyau composé en fonction de l'énergie de la particule incidente peut être comparée à une ellipse dont les axes sont parallèles aux axes de coordonnées. Aux énergies supérieures à 1,3 fois la barrière coulombienne, une formule d'approximation du type de celle utilisée par Dostrovsky et al. (52) :

$$\sigma_c(E_i) = C_6(1 - C_7/E)$$

convient parfaitement.

Dans le tableau X sont rassemblées pour les protons et les particules α (en fonction du R_0) les valeurs de toutes les constantes définissant la fonction $\sigma_c(E)$ pour le vanadium et le cobalt.

TABLEAU X

	$R_0 = 1,3$				$R_0 = 1,5$	
	protons		alpha		protons	alpha
	Vanadium	Cobalt	Vanadium	Cobalt	Cobalt	
C_1	$4,13.10^{-2}$	$4,13.10^{-2}$	0,0436	0,0436	$2,35.10^{-2}$	$6,45.10^{-2}$
C_2	12,52	12,52	20,6	20,6	13,4	14,4
C_3	9,28	10,35	14,35	16,1	9,6	15,9
C_4	53,2	66,1	85,5	108,5	59,1	91,1
C_5	10	10	18	18	10	12
C_6	0,83	0,84	1,15	1,18	1,12	1,35
C_7	3,92	4,37	8,5	9,63	4,0	8,69

Les valeurs de ces coefficients correspondent à des sections efficaces en barn.

Da Silveira propose de prendre pour les sections efficaces de formation du noyau composé par triton, par deuton et par ^3He , les relations préconisées par Dostrovsky et al. (52) :

$$\sigma_t(E) = \sigma_d(E) = 1,6 \sigma_p(E) \quad \text{et} \quad \sigma_{^3\text{He}}(E) = \sigma_\alpha(E)$$

B - Densité de niveaux de l'état résiduel.

Gilbert et Cameron (53) ont discuté pour les noyaux de $Z < 30$ le bien-fondé des formules donnant la densité de niveaux d'un noyau excité en comparant les résultats obtenus par ces formules avec les données expérimentales fragmentaires. Ils confirment qu'à des énergies supérieures à 10 MeV, la densité de niveaux est très bien exprimée par la formule A $\omega(E) = C \cdot \text{EXP}(2\sqrt{aE})$, tandis qu'à des énergies inférieures la relation B $\omega(E) = C \cdot \text{EXP}(E - E_0/T)$ s'avère plus satisfaisante (T étant la température nucléaire, a le paramètre de densité de niveaux et E_0 un paramètre).

Dans notre cas l'énergie d'excitation est toujours supérieure à 10 MeV sauf dans l'évaporation de la dernière particule.

Gilbert, Chen et Cameron (55) ont trouvé une formule semi-empirique qui tient compte tant des effets de couplage que des effets de couche et qui permet de calculer lorsqu'il ne peut être déterminé expérimentalement, le paramètre de densité de niveaux et E_0 pour un noyau quelconque.

Le programme de calcul de Silveira ne prévoit lui qu'une fonction du type A et une seule valeur de a constante, quels que soient les noyaux résiduels transitoires obtenus le long de la chaîne d'évaporation. Pour notre part nous avons pris pour ce paramètre, une valeur constante pondérée sur l'ensemble des noyaux intermédiaires les plus probables.

Cette dernière approximation peut ne pas être négligeable, cependant il ne nous a pas semblé utile de modifier aussi profondément le programme de calcul de Silveira, dans l'état actuel de nos connaissances. Il nous apparaît très improbable par exemple que des valeurs du paramètre "a" fortement dépendantes du modèle des couches reproduisent la réalité dans le cas des noyaux excités à 100 MeV et plus.

Des essais ont été entrepris avec des valeurs de $\bar{a}$ différentes. Nous nous sommes aperçus que dans le cas des noyaux aussi légers que le vanadium et le cobalt, des variations de $\bar{a}$ n'entraînent que des changements assez faibles dans les résultats d'évaporation, ce qui ne se produit pas dans les noyaux lourds.

Il est certain que nos conclusions relatives à l'influence de "a" seraient totalement différentes même pour les noyaux de vanadium ou de cobalt, si au lieu d'utiliser une valeur unique $\bar{a}$ constante le long de la chaîne d'évaporation on prenait une valeur "a" spécifique de chaque noyau résiduel. On pourrait alors s'attendre à des différences notables dans le rapport des largeurs d'évaporation de neutron, proton ou d'hélium.

CHAPITRE 4

RESULTATS DES CALCULS APPLIQUES AUX NOYAUX ^{59}Co ET ^{51}V

I - Informations fournies par l'ordinateur.

A - Etape d'interaction directe.

Nous avons programmé pour chaque passage à l'ordinateur, les informations de sortie suivantes :

1 - Avant le début des cascades, l'ordinateur calcule les caractéristiques de chaque zone du noyau : c'est-à-dire la densité nucléonique, la valeur des puits de proton et de neutron, l'indice de corrélation des nucléons. Ceci constituait les premières informations définissant le noyau cible ; c'est pourquoi elles étaient imprimées aussitôt.

2 - Les histogrammes d'énergie d'excitation communiquée au noyau intermédiaire selon chaque type de cascade. La largeur des marches de ces histogrammes est de 8 MeV, ce qui correspond approximativement à l'énergie moyenne de liaison d'un nucléon périphérique (figure 23).

3 - La distribution en angle et en énergie de toutes les particules sortantes (proton, neutron et alpha) présentée sous la forme $\Delta^2\sigma / \Delta E. \Delta\theta$ correspondant à des intervalles $\Delta\theta = 10^\circ$ et $\Delta E = 8$ MeV (figure 24).

4 - La distribution des quantités de mouvement du noyau de recul en projections sur l'axe du faisceau et sur le plan perpendiculaire au faisceau (figure 25) en fonction de l'énergie d'excitation communiquée au noyau.

5 - Quelques informations annexes permettant de connaître le déroulement des cascades ou bien le nombre de particules α arrêtées du fait de la barrière électrostatique, ou bien encore la distribution radiale des chocs conduisant à un type de cascade donné.

6 - La distribution du moment angulaire du noyau transitoire en fonction de son énergie d'excitation.

B - Etape d'évaporation.

Nous avons fait varier la nature du noyau transitoire et son énergie d'excitation, pour pouvoir ainsi reproduire les caractéristiques des cascades correspondant à chaque marche des histogrammes de la figure 23.

En règle générale, pour chaque couple de valeurs caractérisant le noyau intermé-

ENERGIE	N	2N	3N	4N	P	PN	P2N	P3N	P4N	2P	2PN2P2N2P3N2P4N	3P	3PN3P2N3P3N3P4N	4P	4PN4P2N4P3N4P4N
4	0	46	0	0	0	460	115	1	0	0	87	2	0	0	0
12	0	119	6	0	0	189	78	5	0	0	51	4	1	1	0
20	0	105	16	0	0	194	71	4	0	0	43	6	0	0	0
28	0	102	10	3	0	171	69	4	0	0	33	11	3	0	0
36	0	98	27	4	0	133	67	9	1	0	45	13	1	0	0
44	0	103	15	1	0	140	84	6	0	0	41	6	0	0	0
52	0	91	25	1	0	120	65	7	0	0	37	11	0	0	0
60	0	96	25	1	0	116	76	9	0	0	54	7	0	0	0
68	0	79	26	0	0	107	74	1	0	0	32	13	0	0	0
76	0	100	21	0	0	119	66	3	0	0	33	3	0	0	0
84	0	86	19	0	0	96	53	0	0	0	24	1	0	0	0
92	0	102	6	0	0	96	27	0	0	0	16	0	0	0	0
100	0	98	2	0	0	108	16	0	0	0	7	0	0	0	0
108	0	109	0	0	0	125	0	0	0	0	2	0	0	0	0
116	0	70	0	0	0	136	0	0	0	0	0	0	0	0	0
124	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
132	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
140	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
148	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
156	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

4	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
12	0	1	0	0	0	12	4	0	0	0	0	0	0	0	0
20	0	1	0	0	0	4	0	0	0	0	0	0	0	0	0
28	0	2	0	0	0	3	1	0	0	0	0	0	0	0	0
36	0	0	0	0	0	3	0	0	0	0	0	0	0	0	0
44	0	4	0	0	0	5	0	0	0	0	0	0	0	0	0
52	0	1	0	0	0	5	1	0	0	0	0	0	0	0	0
60	0	3	0	0	0	4	0	0	0	0	0	0	0	0	0
68	0	3	1	0	0	3	1	0	0	0	0	0	0	0	0
76	1	1	0	0	0	5	0	0	0	0	0	0	0	0	0
84	0	2	0	0	0	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0
92	0	0	0	0	0	3	0	0	0	0	0	0	0	0	0
100	4	1	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
108	4	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
116	6	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
124	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
132	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
140	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
148	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
156	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Fig. 23 - Distribution de l'énergie d'excitation (en ordonnée) communiquée au noyau transitoire selon le type de cascades (en abscisse). Ex. : colonne PN, tableau du haut, lire cascade P, PN ; tableau du bas, lire cascade P, α PN.

PROJECTION HORIZONTALE DES MOMENTS DE RECUL																	
ENERGIE	5	15	25	35	45	55	65	75	85	95	105	115	125	135	145	155	165
-175	2	0	0	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-125	1	0	0	2	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-75	4	4	5	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-25	22	15	8	8	5	2	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
25	4380	165	52	38	29	15	16	3	0	1	0	0	0	0	0	0	0
75	277	177	193	109	35	19	14	12	3	0	1	0	0	0	0	0	0
125	64	98	107	114	132	88	33	10	5	3	1	1	0	0	0	0	0
175	35	42	56	79	108	97	105	59	21	0	1	0	0	0	0	0	0
225	22	24	29	39	53	68	72	82	60	29	1	0	0	0	0	0	0
275	13	23	26	43	53	49	62	68	50	72	52	4	0	0	0	0	0
325	6	8	10	24	28	28	45	70	53	55	53	44	0	0	0	0	0
375	3	7	7	17	17	31	28	46	42	33	43	56	0	0	0	0	0
425	1	2	5	17	8	22	24	30	32	31	28	32	0	0	0	0	0
475	2	2	1	6	11	10	22	22	28	19	31	34	0	0	0	0	0
525	1	1	2	5	6	11	16	12	10	18	24	40	0	444	0	0	0
575	1	1	2	2	4	3	9	12	20	13	17	27	0	0	0	0	0
625	0	0	0	3	2	4	4	6	13	13	13	26	0	0	0	0	0
675	0	0	1	2	2	2	6	3	8	7	8	16	0	0	0	0	0
725	0	1	0	0	2	0	3	0	5	3	8	5	0	0	0	0	0

PROJECTION VERTICALE DES MOMENTS DE RECUL																	
ENERGIE	5	15	25	35	45	55	65	75	85	95	105	115	125	135	145	155	165
-175	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-125	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-75	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
25	37	16	8	15	8	7	1	6	4	3	6	7	0	444	0	0	0
75	1482	48	36	23	15	14	23	11	12	16	31	25	0	0	0	0	0
125	1831	61	54	43	41	36	36	25	25	35	43	56	0	0	0	0	0
175	843	71	76	52	58	40	38	39	43	55	58	126	0	0	0	0	0
225	293	70	75	56	65	54	46	72	49	65	109	66	0	0	0	0	0
275	78	73	57	57	65	53	74	86	86	87	24	1	0	0	0	0	0
325	29	50	45	46	57	50	67	90	54	14	4	0	0	0	0	0	0
375	22	30	39	61	46	57	51	33	25	12	1	0	0	0	0	0	0
425	35	35	26	43	34	34	49	44	44	7	1	3	0	0	0	0	0
475	43	37	22	31	26	42	36	22	3	0	2	3	0	0	0	0	0
525	44	31	23	27	36	28	25	4	0	1	1	0	0	0	0	0	0
575	51	26	25	36	27	14	5	0	1	0	1	0	0	0	0	0	0
625	30	14	11	11	8	13	6	2	1	1	0	0	0	0	0	0	0
675	13	8	3	7	7	5	5	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0
725	3	0	4	2	2	0	0	1	2	0	0	0	0	0	0	0	0

Fig. 25 - Répartition des noyaux de recul en projection sur l'axe du faisceau (haut), et sur le plan perpendiculaire au faisceau (bas) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau (abscisse en MeV).

diaire et son énergie d'excitation, nous avons demandé à l'ordinateur d'étudier statistiquement 400 fois la chaîne d'évaporation.

Les informations de sortie que nous avons commandées à l'ordinateur étaient les suivantes :

1 - La liste des noyaux résiduels obtenus après désexcitation jusqu'à des énergies inférieures aux liaisons des nucléons les moins liés, et leur fréquence d'apparition.

2 - Les histogrammes représentant le spectre énergétique de chaque type de particule (exception faite pour les neutrons).

C - Coordination des deux étapes du calcul.

Il serait possible de relier les deux programmes de calcul afin que le noyau intermédiaire, aboutissement de l'étape d'interaction directe, soit pris en charge par le programme d'évaporation, jusqu'à sa désexcitation complète. Il est certain qu'une telle opération aurait l'avantage d'éviter la multiplication manuelle des deux séries de tableaux de résultats et de conserver les énergies exactes d'excitation en fin de cascade.

Si cette dernière solution est plus élégante et plus proche de la vérité dans la mesure où on évite de prendre des valeurs moyennes, elle est par contre très couteuse en temps d'ordinateur. En effet si la durée d'un cycle d'interaction directe est de l'ordre de 10^{-1} s, celle d'un cycle d'évaporation varie selon l'énergie d'excitation et peut être évaluée à 10^{-1} s par particule évaporée. On conçoit alors que le nombre de cascades nécessaires étant assez important pour chaque énergie incidente, une telle programmation ne soit pas rentable.

II - Analyse des résultats du calcul relatif aux cibles de ^{59}Co et ^{51}V .

A - Emission alpha par interaction directe.

1 - Section efficace totale.

Si on trace la variation de la section efficace totale d'émission de particules α , $\sigma_{\alpha}(E)$ en fonction de l'énergie du proton incident E , on constate que les incertitudes dues à la faible statistique sont plus importantes que l'amplitude de la variation entre 60 et 155 MeV (figure 26). On peut malgré tout affirmer que l'émission de particules α est peu sensible à l'énergie du nucléon incident.

Pour expliquer l'allure très monotone de la fonction d'émission de particules α , nous devons faire la remarque suivante : la section efficace différentielle angulaire de diffusion libre nucléon-alpha ne présente une croissance aux grands angles que pour des énergies inférieures à 40 MeV. On constate alors d'une part que cette valeur est à peine supérieure au seuil d'une cascade pouvant éjecter une sous-structure α , et d'autre part que les plus grands transferts de quantité de mouvement, consécutifs aux chocs des nucléons de grande énergie sont fortement improbables.

En bref, il semble qu'à basse et moyenne énergies, les particules α seront issues d'une collision avec la particule incidente, comme tentent de le montrer Muto et al. (56), tandis qu'à plus forte énergie, la contribution la plus importante est apportée par les nucléons de cascade.

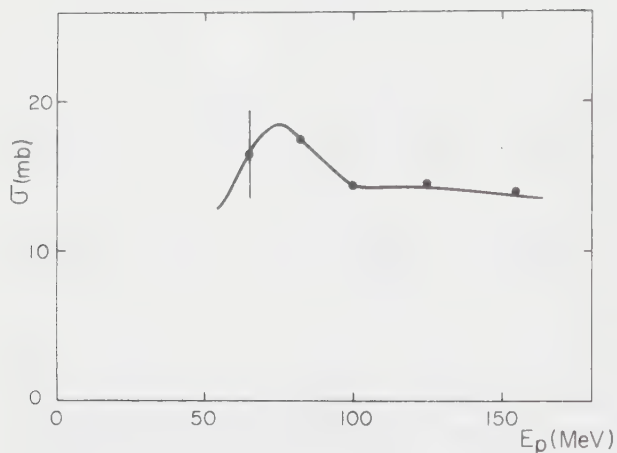


Fig. 26 - Variation de la section efficace calculée d'émission de particule α par interaction directe en fonction de l'énergie du proton incident.

La seule information extraite de l'ordinateur pouvant nous renseigner sur ce point, est le résultat de la cascade $P, P\alpha$ ayant laissé moins de 8 MeV d'énergie d'excitation au noyau résiduel. Compte tenu du très faible nombre d'évènements, il semble que la section efficace de ce phénomène décroisse au-delà de 120 MeV.

Nous aurions pu demander à l'ordinateur d'imprimer le nombre de sous-structures α éjectées à la suite d'un seul choc avec le nucléon incident ou bien avec un nucléon de cascade, ceci ne nous a pas semblé d'un grand intérêt physique et nous y avons renoncé.

2 - Evaluation des différentes voies d'émission des particules α .

Le nombre des voies possibles étant assez grand et la section efficace globale d'émission α ne représentant qu'une toute petite fraction de la section efficace géométrique, il nous a paru souhaitable de présenter nos résultats sous forme de tableaux, en indiquant le nombre d'évènements statistiques produits par chaque cascade.

En fait les voies $P, P\alpha$ et P, α apparaissent prépondérantes, alors que les autres cascades $P, N\alpha, P, 2P\alpha, P, 2N\alpha$ ont, dans l'ordre, une probabilité de plus en plus faible (tableau XI).

TABLEAU XI

E	Vanadium			P, α total	Cobalt	
	P, α total	P, $P\alpha$ total	P, $P\alpha$ $E^* < 8$ MeV		P, $P\alpha$ total	P, $P\alpha$ $E^* < 8$ MeV
155	1,80 mb (11)	2,9 (18)	0,6 (4)	3,4 mb (23)	4,6 mb (32)	0,75 (5)
125	1,75 mb (11)	4 (25)	0,6 (4)	2,7 (20)	7 mb (52)	1,6 (12)
100	3,6 (23)	3 (19)	1,4 (9)	6 (45)	5,3 (40)	1,1 (8)
82	3,8 (24)	2 (13)	0,6 (4)	8,2 (63)	6,1 (47)	1,8 (14)
65	6,5 (42)	1,4 (9)	0,8 (5)	11 (87)	3,3 (26)	0,8 (6)

Sections efficaces (en mb) des cascades $P, P\alpha$ et P, α pour le cobalt et le vanadium en fonction de l'énergie du proton incident. Le nombre d'évènements comptabilisés est indiqué entre parenthèses.

Il nous a semblé intéressant de dégager parmi toutes les cascades $P, P\alpha$ celles conduisant à la formation d'un noyau intermédiaire excité à moins de 8 MeV, car elle appa-

raît être la plus probable et elle ne donnera lieu à aucune autre émission de particules. Hormis ce maximum correspondant à $E^* < 8$ MeV, la distribution du nombre de cascades en fonction de l'énergie d'excitation communiquée au noyau transitoire semble à peu près uniforme, quelle que soit l'énergie du proton incident (tableau XII).

TABLEAU XII

Energie des protons incidents	Energie d'excitation du noyau intermédiaire																
	8	16	24	32	40	48	56	64	72	80	88	96	104	112	120	128	
155	5	0	1	0	0	4	5	1	1	1	3	1	1	5	3	0	1
125	12	4	2	3	3	5	5	4	3	5	2	3	1				
100	8	4	2	5	3	6	3	4	4	1							
82	14	3	7	6	6	6	4	1									
65	6	7	3	5	5												

Nombre de cascades P, P α induites par proton sur ^{59}Co en fonction de l'énergie d'excitation laissée au noyau intermédiaire, (pour obtenir les sections efficaces, il faut normaliser ces chiffres à la section efficace totale de la cascade (P, P α) donnée au Tableau X).

La cascade P, α est fortement favorisée aux basses énergies. Ceci est en effet fortement prévisible, les nucléons de cascade ayant dans ce cas une probabilité beaucoup plus grande d'être absorbée dans le noyau, car de moins grande énergie que le nucléon incident.

En analysant les valeurs données dans le tableau XI, on constate que les voies d'émission d'hélium sont plus importantes pour ^{59}Co que pour ^{51}V . Il semble qu'il faille attribuer la différence entre les sections efficaces calculées de ces deux processus, d'une part au plus grand nombre de sous-structures dans ^{59}Co que dans ^{51}V , respectivement 2,84 et 2,53 et d'autre part aux valeurs des énergies de liaison des particules α , respectivement 7,25 et 10,25 MeV car il est d'autant plus difficile d'éjecter une sous-structure qu'elle est plus liée dans le noyau. Ceci explique l'intérêt que nous avons porté au choix des énergies de liaison lors des hypothèses du calcul d'interaction directe (page 29). On conçoit dès lors que notre modèle statistique introduise dans le calcul des interactions directes sur des noyaux à couches fermées ou presque, une incertitude importante (25 %), surtout en ce qui concerne l'émission α .

3 - Comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de plaques nucléaires.

La valeur de 25 mb de la section efficace d'émission α par interaction directe de protons de 56 MeV sur une cible de Cu, obtenue expérimentalement par Muto et al. (56), ainsi que celle plus ancienne obtenue par Bailey (57) pour l'interaction des protons de 190 MeV sur une cible de Ni, semblent indiquer que nos calculs conduisent pour ces réactions à des sections efficaces inférieures de 20 à 30 % à l'expérience. On remarquera que ce léger désaccord, compte tenu du manque de réalisme de notre modèle, est du même ordre que celui déjà rencontré pour la même réaction induite dans ^{197}Au et que nous avons

analysé en détail pour vérifier la validité de notre méthode de calcul de cascades (page 34).

B - Emission alpha par évaporation.

1 - Les courbes présentées dans la figure 27 a, b, c, d, e, montrent les probabilités d'obtention de l'état fondamental des noyaux résiduels ^{56}Mn , ^{54}Mn et ^{52}Mn à partir des noyaux intermédiaires correspondants respectivement aux cascades P, P' ; P, N ; P, PN ; P, 2P ; P, NC en fonction de l'énergie d'excitation laissée au noyau intermédiaire.

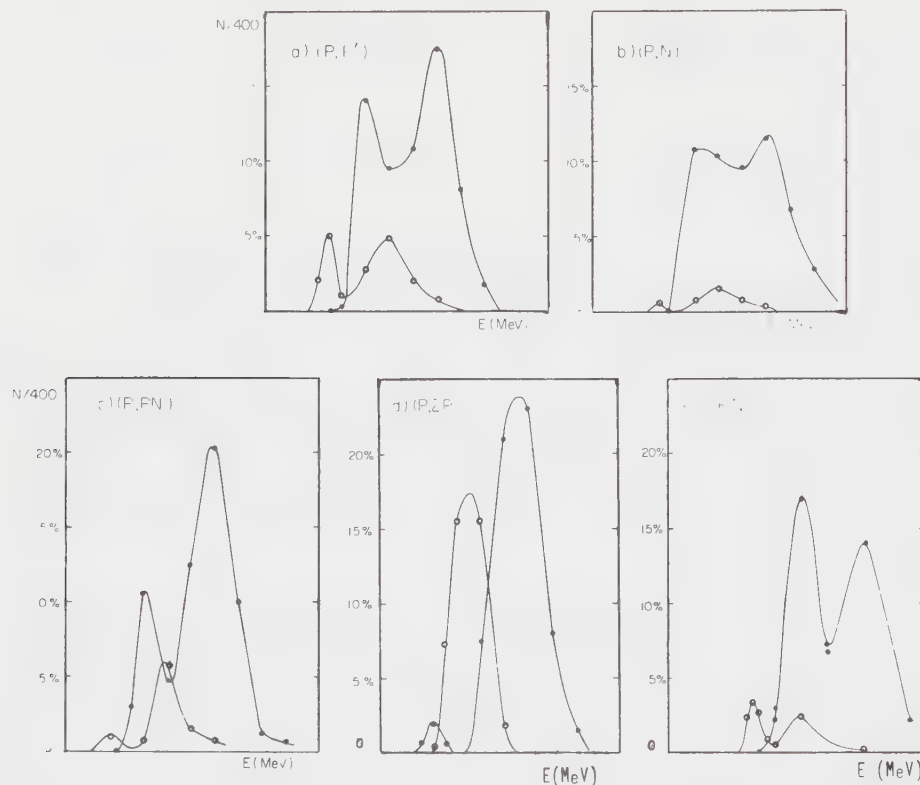


Fig. 27 - Probabilité d'obtention des noyaux résiduels ^{56}Mn ; ^{54}Mn ; ^{52}Mn , en fonction de l'énergie d'excitation laissée par les cascades P, P' ; P, N ; P, PN ; P, 2P et P, NC dans ^{59}Co irradié.

On remarque tout d'abord que toutes les courbes précédentes à l'exception de celle de la figure 27d correspondant à la cascade P, 2P (pour laquelle l'émission α ne permet pas d'atteindre les isotopes du manganèse), présentent deux maximums du même ordre de grandeur. Il est clair que la première bosse correspond au processus le plus économique c'est-à-dire l'évaporation d'une particule α , tandis qu'à plus forte énergie la voie prépondérante semble être l'émission de nucléons.

Une très nette différence apparaît ici dans la nature des particules évaporées à partir des noyaux tels que $40 < A < 60$ et les noyaux lourds pour lesquels l'évaporation

de particules chargées est beaucoup moins probable.

2 - Influence de $\bar{a}$ et de R.

Il est nécessaire d'observer les effets du choix du paramètre de densité de niveaux $\bar{a}$ et du rayon R du noyau excité. Les valeurs de $\bar{a}$ habituellement utilisées varient entre $A/10$ et $A/20$, dans les zones correspondant à des noyaux magiques ou presque. L'étude récente de Gilbert, Chen et Cameron (55) sur les conditions de validité des formules de densité de niveaux, montre l'amplitude des variations du paramètre $\bar{a}$ dans la région $20 < Z < 28$ en particulier (figure 28). Nous avons comme Da Silveira (53) choisi $\bar{a}$ constant tout le long de la chaîne d'évaporation.

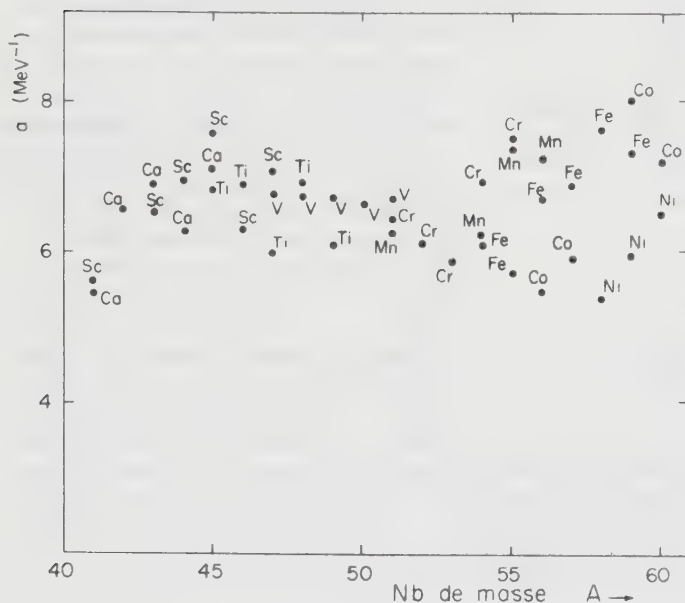


Fig. 28 - Valeurs du paramètre a de densité de niveaux pour les noyaux $20 < Z < 28$, d'après Gilbert et al. (55).

Un problème semblable se pose pour le choix du rayon du noyau. En effet, on peut imaginer qu'un noyau excité est plus dilaté que le même noyau à l'état fondamental, cependant en l'absence de toute donnée précise dans ce domaine, nous avons admis qu'il n'en est rien et que R ne varie qu'avec le nombre de masse du noyau. D'autre part, ne connaissant pas exactement le rayon du noyau, même non excité, nous avons effectué certains calculs avec deux valeurs différentes de R_0 : 1,3 et 1,5, afin de nous rendre compte des effets de la variation de ce paramètre.

Dans le calcul de $\bar{a}$ et de R, nous avons toujours admis un potentiel nucléaire à puits carré, c'est-à-dire une densité de charge indépendante du rayon, contrairement aux hypothèses de travail du calcul d'interaction directe.

La figure 29 montre dans de telles conditions, la probabilité pour un noyau excité de ^{60}Ni (qui peut être formé par la réaction $p + ^{59}\text{Co}$) de se désexciter jusqu'à atteindre les niveaux liés (stables vis à vis de l'émission de proton ou de neutron) des ^{54}Mn et ^{52}Mn . On constate pour ce qui concerne la formation de ^{52}Mn que les pics sont plus étroits lorsque l'on utilise $\bar{a} = 6,5$ plutôt que $\bar{a} = 4,7$, mais l'allure de la courbe semble indépendante des valeurs de $\bar{a}$ et R. Les courbes relatives au ^{54}Mn présentent un léger déplacement vers les fortes énergies du pic correspondant à la voie avec émission de nucléons seuls, ainsi qu'une faible augmentation de la probabilité, lorsque la valeur de $\bar{a}$ diminue.

3 - Spectre en énergie de particules α évaporées.

D'une manière générale la largeur d'évaporation des particules α est très grande dans un noyau léger.

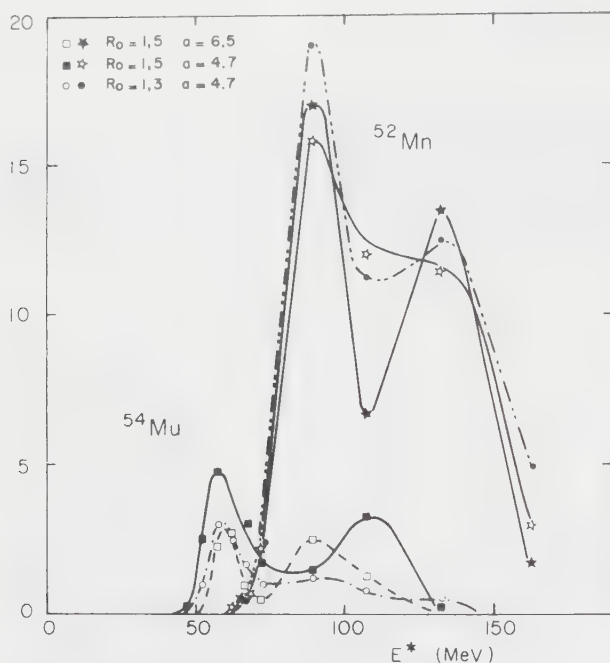


Fig. 29 - Probabilité d'obtention des noyaux résiduels ^{54}Mn et ^{52}Mn à partir d'un noyau ^{60}Ni excité.

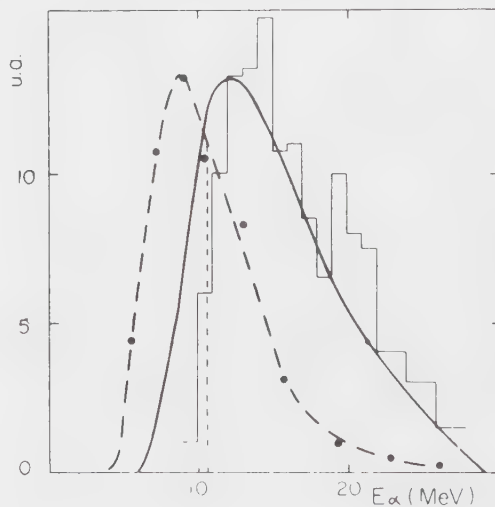
Nous avons calculé pour un noyau de ^{60}Ni excité à 150 MeV la distribution en énergie des particules α . La figure 30 montre que pour les valeurs des paramètres $R_0 = 1,5$ et $\bar{a} = 6,5$, le maximum est situé à une énergie supérieure à la barrière coulombienne, d'autre part le calcul indique que 400 noyaux ainsi excités évaporent 255 α .

Il faut cependant remarquer que les spectres expérimentaux des particules α supposées émises par évaporation présentent toujours leurs maximums pour une valeur inférieure à la barrière coulombienne. Da Silveira (53) montre que pour certaines valeurs de $\bar{a}$, le calcul du spectre en énergie des particules α émises dans la désexcitation de ^{209}Bi , permet de reproduire une allure très voisine de celle trouvée expérimentalement. Par contre avec la même méthode, il ne nous a pas été possible de trouver un accord dans le cas des noyaux $40 < A < 60$, comme le montre la figure 30. No-

tons enfin que des calculs plus anciens tels que ceux de Dostrovsky et al. (51) n'ont pu retrouver les courbes expérimentales qu'en prenant $R_0 = 1,7$ et $\bar{a} = A/20$ et en utilisant une barrière coulombienne corrigée. Il est certain, comme l'affirment les auteurs, que

Fig. 30

Comparaison du spectre de particules α évaporées, ^{60}Ni +protons de 190 MeV : courbe expérimentale, en trait pointillé (Bailey et al. (54)); courbe calculée ($R_0 = 1,7$ et $\bar{a} = A/20$) en trait plein (Dostrovsky et al.).
 ^{60}Ni excité à 150 MeV : histogramme calculé, $R_0 = 1,5$ $\bar{a} = 6,5$ (ce travail).



ces valeurs sont purement empiriques et en contradiction avec les connaissances généralement admises sur la taille du noyau d'une part, et d'autre part en ce qui concerne la correction de barrière électrostatique en opposition avec le modèle de la théorie du continuum.

Dostrovsky et al., en conclusion de leur article, rendent le bord diffus du noyau, responsable du désaccord entre leurs calculs basés sur un puits carré et les expériences de Bailey (56). Il serait certes souhaitable de tenter l'incorporation d'un bord diffus dans les hypothèses du modèle statistique d'évaporation, mais ceci présente de sérieuses difficultés (*).

C - Analyse des résultats de l'ensemble du calcul.

Les calculs complets ont été dépouillés pour les réactions $p, 3pXn$ induites sur ^{51}V et ^{59}Co .

Etudions d'abord l'importance respective des différents types de cascade conduisant à la formation des isotopes ^{56}Mn , ^{54}Mn et ^{52}Mn induits dans ^{59}Co . Les résultats sont rassemblés dans les tableaux XIII A et XIII B. Les figures 31 a, b, c, d et e montrent que

TABLEAU XIII A

$E_{\text{(MeV)}}$	Manganèse	P, N	P, P'	P, PN	P, 2N	P, 2P	P, 2PN	P, 2P2N	P, α N	NC	P, 3P	autres réact. α	Total
155	52	7,3	10,1	9,3	2,13	4,25	1,42	0,12	0,22	1,29	-	0,82	36,96
	54	0,53	2,85	1,72	0,085	3,28	0,8	0,041	0,032	-	-	0,3	9,64
	56	-	0,032	-	-	0,19	0,026	-	-	-	-	0,0037	0,25
125	52	9,8	15	5	1,235	2,34	0,55	0,041	0,416	7,4	0,83	0,2	42,80
	54	0,88	4,35	1,67	0,097	3,46	0,55	0,036	0,031	0,05	1,35	0,435	12,82
	56	-	0,046	-	-	0,195	0,01	-	-	-	-	0,133	0,384
100	52	9,52	13,8	2,34	0,54	0,55	0,01	0,77	0,65	14,1	0,95	0,059	43,3
	54	1,12	5,85	0,975	0,036	3	0,047	-	-	0,93	0,95	0,43	13,34
	56	-	0,058	-	-	0,16	0,01	-	-	-	-	0,132	0,36
82	52	6,2	11,5	0,91	0,085	0,01	-	2,39	0,36	40,7	1,03	-	52,83
	54	0,57	4,75	0,3	-	1,1	0,018	0,039	0,066	2,67	1,47	-	11
	56	-	0,062	-	-	0,17	-	-	-	-	-	0,055	0,287
65	52	0,336	2,4	0,015	-	-	-	1	0,006	5,5	0,16	-	9,4
	54	0,19	3,7	0,109	-	0,06	-	0,41	0,036	3,22	1,31	-	9,03
	56	-	0,106	-	-	0,07	-	-	-	0,81	-	0,055	1,04

$$R_0 = 1,3 ; \quad \bar{a} = 4,7 ; \quad ^{59}\text{Co}.$$

(*) Alors que ce travail était terminé, nous avons pris connaissance d'un calcul d'évaporation supposant un noyau à bord diffus (Gatty (61)).

TABLEAU XIII B

$E_{\gamma}(\text{MeV})$	Mn	réaction globale	Noyau composé	P, N	P, P'	P, 2P	P, 2PN	P, 3P	P, P α N	P, P α N	P, α	P, P α	P, PN	P, α N	Total
155	56	p, 3pn											0,1		0,1
	54	p, 3p3n		0,56	2,82	2,61	0,645	1,48	0,15	0,157	0,033	0,15	2,1	0,037	10,8
	52	p, 3p5n	0,645	10,6	11,7	4,68	1,5	0,57	0,15	1,56	0,137	0,78	10,75	0,29	44,7
125	56	p, 3pn			0,079			0,167							0,246
	54	p, 3p3n		1,195	4,13	3,09	0,405	0,468	0,535	0,088	0,039	0,81	1,79	0,027	12,6
	52	p, 3p5n	7,7	11,8	17,3	3,03	0,7	0,325	0,267	0,328	0,043	0,98	5,98	0,505	49
100	56	p, 3pn			0,099			0,033							0,132
	54	p, 3p3n	0,94	1,13	6,28	2,72	0,026	0,41	0,132	0,018	0,007	0,8	1,22	0,01	13,7
	52	p, 3p5n	8,5	9,28	12,9	0,6	0,007	0,089	0,198	0,1	0,715	0,96	1,91	0,725	36
82	56	p, 3pn			0,163			0,04							0,27
	54	p, 3p3n	3,75	0,326	5,2	0,86	0,024		0,065		0,0375	1,32	0,28		11,9
	52	p, 3p5n	40	7,4	12,1	0,009			0,065		2,76	1,1	0,86	0,495	65
65	56	p, 3pn	0,805					0,04							0,85
	54	p, 3p3n	2,42	0,29	3,42	0,032					0,3	1,29	0,105	0,022	7,9
	52	p, 3p5n	9,65	0,31	2,95						0,84	0,24	0,024	10 ⁻³	14,3

 $R_0 = 1,5$; $a = 6,5$; ^{59}Co

les cascades dont l'importance est essentielle pour l'obtention de ces noyaux sont : P, P'; P, 2P; P, PN et P, NC. Les cascades P, α xPyN apparaissent peu probables par rapport aux autres types, même si on rajuste de 30 % les valeurs calculées pour tenir compte du désaccord observé entre les sections efficaces expérimentales et calculées d'émission α par interaction directe.

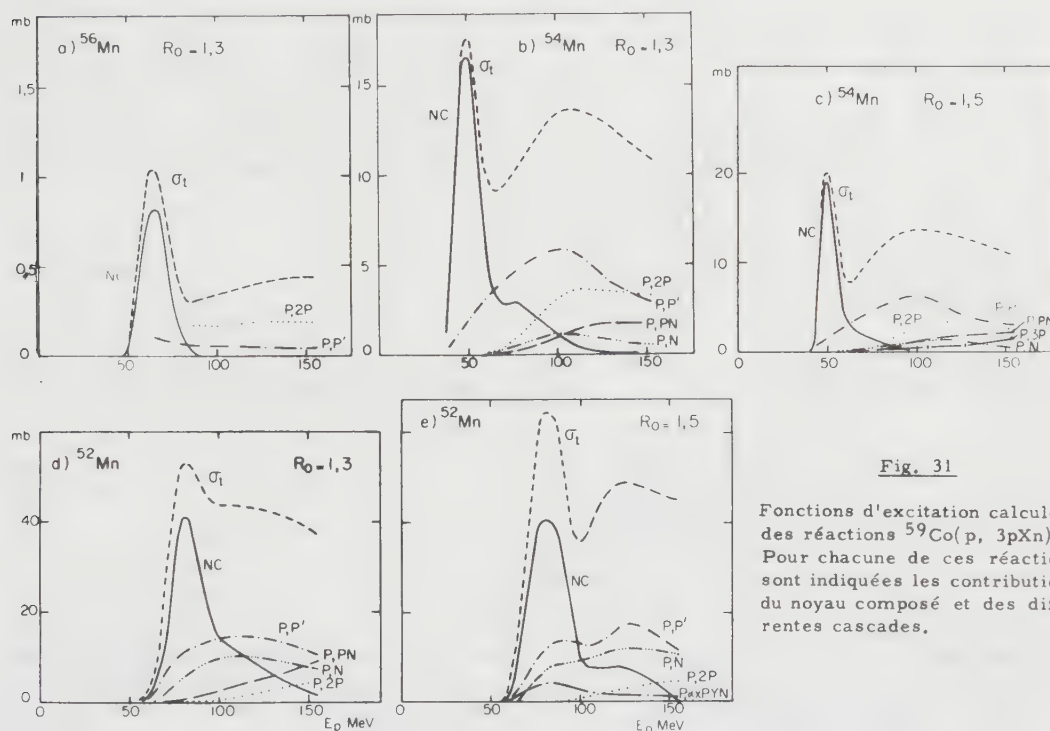


Fig. 31

Fonctions d'excitation calculées des réactions $^{59}\text{Co}(p, 3pXn)\text{Mn}$. Pour chacune de ces réactions sont indiquées les contributions du noyau composé et des différentes cascades.

La comparaison des résultats obtenus avec $R_0 = 1,3$ et $1,5$ et d'autre part avec $\bar{a} = 4,7$ et $6,5$ ne laisse apparaître que des différences assez légères dans l'allure des courbes, aussi comprendra-t-on que ces facteurs ne soient pas pris en considération dans la discussion ultérieure.

Les fonctions d'excitation de ^{54}Mn et de ^{52}Mn calculées (figures 31 b et 31 c) présentent deux bosses. La première est interprétée par l'importance des cascades P, NC conduisant à une évaporation de particules α , tandis que la seconde correspond à une désexcitation par émission de nucléons.

Sur les figures 32 a, 32 b et 32 c sont représentées les fonctions d'excitation des ^{47}Sc , ^{46}Sc et ^{44}Sc induits dans ^{51}V (tableau XIV). Ces courbes ont une forme un peu différente de celles obtenues pour ^{59}Co , mais nous n'attacherons pas une grande importance à ces dissimilitudes.

On remarque enfin que les sections efficaces des réactions $p, 3p5n$ ou $p, \alpha p3n$ sont nettement plus grandes en général que celles des réactions $p, \alpha pn$ ou $p, 3p3n$. Ceci était

à prévoir, si on se remémore les résultats de l'étape d'évaporation ; le rapport des largeurs $\Gamma_{\alpha} / \Gamma_{\text{total}}$ étant croissant en fonction de l'énergie d'excitation du noyau, l'émission successive d'une particule α suivie de celle d'un ou plusieurs neutrons est plus probable que celle d'une particule α en fin de chaîne d'évaporation.

T R O I S I E M E P A R T I E

DISCUSSION

Avant d'examiner en détail nos résultats expérimentaux obtenus sur ^{51}V et ^{59}Co et d'analyser les conséquences qui en découlent, nous pouvons faire les remarques générales suivantes :

- L'émission de particules α par interaction directe qui se caractérise expérimentalement par la partie anisotrope du spectre est beaucoup moins importante que la partie isotrope qui correspond à l'évaporation des particules α . Cette constatation qui se dégage de quelques résultats expérimentaux dans la région de masse considérée ici ($A \sim 50$), est confirmée d'ailleurs par les deux étapes du calcul.

- Nos calculs de cascades nucléaires dans un noyau contenant des particules α en sous-structures dans son bord diffus, rendent compte de l'ordre de grandeur des sections efficaces d'émission anisotrope des particules α . Il s'ensuit que la contribution possible d'un autre processus (le pick-up de triton, hypothèse que nous avons envisagée dans notre introduction) ne semble pas être prédominante si on admet la possibilité de sous-structures α .

- La section efficace d'émission alpha par interaction directe est nettement plus petite que la somme des sections efficaces des réactions p , $3pXn$. Le processus prépondérant pour expliquer l'importance des valeurs observées doit être l'évaporation des particules chargées.

Pour retrouver théoriquement les sections efficaces importantes des réactions p , $3pXn$, nous porterons notre effort sur l'étude de la désexcitation du noyau transitoire et sur les paramètres et approximations du calcul concernant cette étape.

Trois constatations s'imposent au regard des résultats exposés dans les figures 33 et 34.

- Les fonctions d'excitation expérimentales et calculées de formation des isotopes ^{56}Mn , ^{54}Mn et ^{52}Mn induits dans ^{59}Co , aussi bien que celles des ^{48}Sc , ^{47}Sc , ^{46}Sc et ^{44}Sc induits dans ^{51}V ont des formes voisines.

- Les sections efficaces calculées sauf celles relatives à ^{52}Mn et à ^{44}Sc sont en général nettement inférieures aux valeurs expérimentales correspondantes.

- Les réactions de formation de ^{52}Mn et ^{44}Sc sont plus probables que celles de ^{54}Mn et ^{46}Sc , par notre modèle de calcul, alors que l'on constate expérimentalement le phénomène inverse.

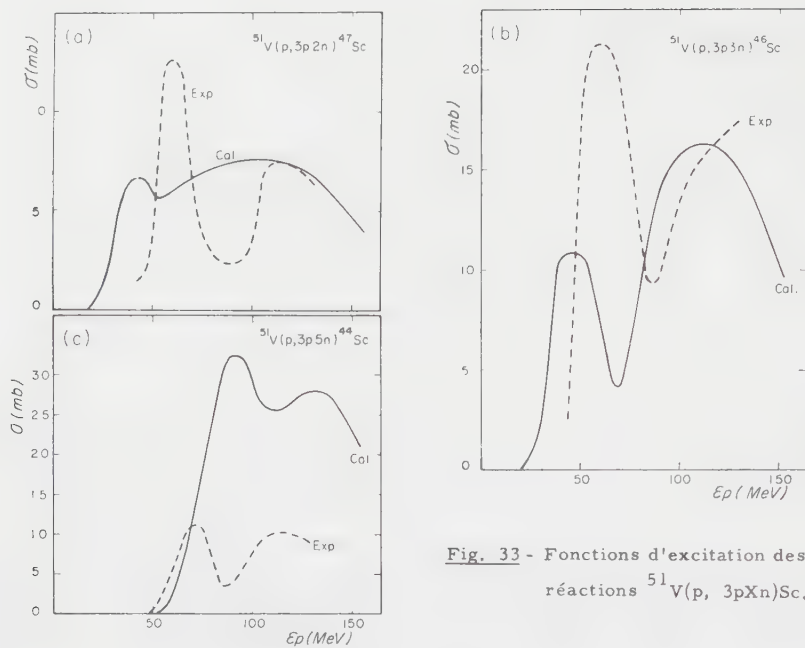


Fig. 33 - Fonctions d'excitation des réactions $^{51}\text{V}(p, 3pXn)\text{Sc}$.

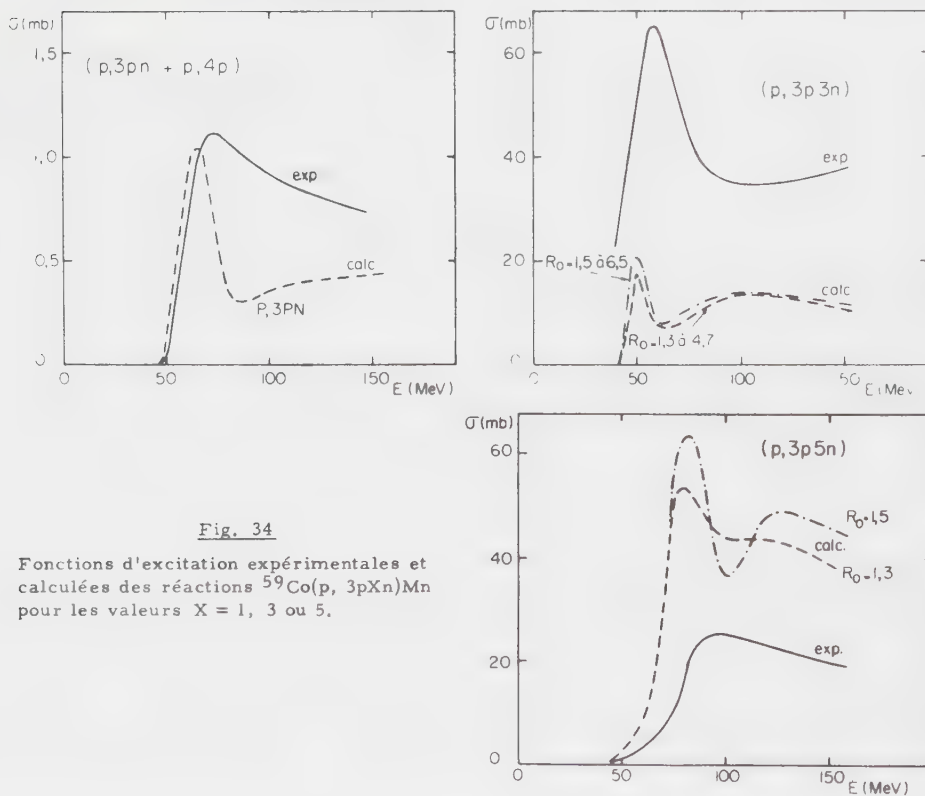


Fig. 34

Fonctions d'excitation expérimentales et calculées des réactions $^{59}\text{Co}(p, 3pXn)\text{Mn}$ pour les valeurs $X = 1, 3$ ou 5 .

Il est intéressant, pour une énergie donnée, de considérer la variation des sections efficaces calculées en fonction du nombre de neutrons des noyaux résiduels. Cette courbe tracée (figure 35), on s'aperçoit que le maximum se trouve situé pour un nombre de neutrons X plus grand que pour la même courbe

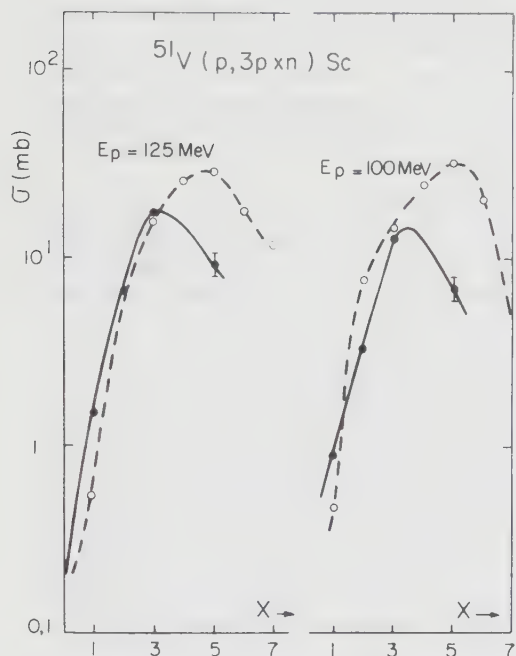


Fig. 35 - ——— Courbe expérimentale
----- Courbe calculée

ont : une densité de niveaux plus faible à énergie d'excitation égale, un rayon nucléaire relativement plus petit, un noyau à symétrie sphérique. L'état de remplissage des couches n'étant pas le même dans ^{59}Co et ^{51}V , l'effet dû à la structure devrait être différent selon le cas. La majeure partie du désaccord entre les deux courbes ne peut donc s'expliquer ainsi.

Une telle différence entre les résultats expérimentaux et calculés ne semble pas se retrouver dans le cas des noyaux moyens ou lourds. En effet Bimbot (58) exploitant d'une part notre programme de calcul de cascades, d'autre part le spectre expérimental d'évaporation de particules α , a obtenu un accord parfait pour les réactions $^{209}\text{Bi}(p, \alpha pXn)$. Dans le cadre des réactions du même type, induites dans ^{139}La , Nguyen-Long-Den a montré qu'un calcul statistique pouvait rendre compte grossièrement des sections efficaces expérimentales.

Nous avons donc cherché les raisons de notre désaccord dans le fait que les noyaux examinés sont des noyaux légers.

trons X plus grand que pour la même courbe expérimentale. Nous avons vu, d'autre part, dans le chapitre précédent que les résultats calculés ne sont pas très sensibles au choix de la valeur du paramètre de densité de niveaux et du rayon nucléaire pour les noyaux considérés.

Pour que notre ensemble de calcul puisse rendre compte des résultats expérimentaux, il serait nécessaire d'augmenter la probabilité d'émission de particules chargées par les noyaux faiblement excités ; ainsi les réactions $p, 3pXn$ pour les petites valeurs de $X=0, 1, 2$ ou 3 seraient-elles plus favorisées. Un tel objectif nous conduirait à envisager des barrières électrostatiques plus basses, donc correspondant à un rayon nucléaire plus grand. Les connaissances sur le rayon d'un noyau excité sont très vagues (*), cependant celui-ci ne nous paraît pas pouvoir excéder $1,7 \times A^{1/3}$. Une telle valeur utilisée dans notre calcul serait encore très insuffisante pour permettre un accord avec nos résultats expérimentaux.

Il est certain que les noyaux que nous avons utilisés comme cible ont une structure de couche fermée ou presque fermée et de ce fait

(*) Une expérience récente de Dudey, Kowalski et Miller (65) montre que le rapport des sections efficaces de réactions inverses par protons et par particule alpha sur ^{59}Co à l'état excité, ne diffère pas d'une manière sensible du même rapport sur ^{59}Co à l'état fondamental.

a - Dans la région de masse considérée : $45 < A < 60$, il devient moins justifié d'appliquer la loi des grands nombres. Cette approximation ne nous semble tout de même pas être de nature à modifier énormément les résultats du calcul.

b - On sait d'autre part que le modèle statistique, utilisé dans le calcul des cascades d'interaction directe, suppose les nucléons en assez grand nombre dans le noyau pour que l'émission d'un ou de deux d'entre eux ne modifie ni la taille du noyau ni le libre parcours moyen dans la matière nucléaire. On peut se demander si, lorsque le nombre de protons ou de neutrons est de l'ordre de 25, il est possible de considérer toujours le même potentiel. Nous pensons toutefois que cette approximation ne peut entraîner une erreur aussi importante que le désaccord constaté.

c - En ce qui concerne l'évaporation, on sait que la théorie du continuum ne rend pas compte des résonances nucléaires, et que dans le cas des noyaux légers, le nombre de niveaux étant relativement plus faible que dans le cas des noyaux lourds, celle-ci s'applique pour des énergies plus élevées. Weisskopf indique que les conditions d'application de la théorie du continuum sont remplies pour les noyaux qui ne sont pas trop légers : $A > 50$, quand l'énergie d'excitation est supérieure à 3 MeV. Dans notre étude nous avons toujours considéré des énergies d'excitation très supérieures à cette valeur.

d - Nous remarquerons enfin que la section efficace de formation du noyau composé a été calculée par Blatt et Weisskopf pour un puits de potentiel carré, ce qui suppose que les nucléons aient une probabilité de présence identique en tout point du volume nucléaire. Ceci est en contradiction avec les expériences de diffusion des électrons qui ont montré l'existence d'un bord diffus. On peut penser que l'approche de la section efficace de formation du noyau composé par la théorie du continuum devient moins bonne pour les noyaux relativement légers pour lesquels la surface diffuse représente l'essentiel du volume nucléaire.

A notre avis ces différentes remarques ne semblent pas pouvoir expliquer le désaccord notable que nous avons rencontré. En effet Glover et Weigold (59), en appliquant le modèle statistique à la désexcitation du noyau composé de ^{27}Al , expliquent ainsi 90 % des résultats observés, ce qui montre la relative validité des calculs effectués dans le cadre de ce modèle.

Les arguments invoqués ci-dessus ne permettant pas de rendre compte de l'important désaccord observé, on peut rechercher s'il existe des aspects particuliers de ces phénomènes que ne prend pas en considération le modèle statistique.

Une explication nous apparaît possible, mais il est difficile d'évaluer l'importance de l'effet mis en cause.

Ericson (60) a montré qu'une limite d'application du modèle statistique intervient lorsque le temps de relaxation est du même ordre que le temps de rotation des particules. Les chocs périphériques qui communiquent les plus grands moments angulaires ne seront donc pas favorables à la formation du noyau composé. Selon les estimations d'Ericson, le temps de rotation est voisin de $5A^{4/3}/J$ où J est le moment angulaire du noyau. On voit que cette expression conduit à une valeur d'autant plus faible que A est petit, et que le moment angulaire J_h est grand. Pour un noyau de masse 50, et une sous-structure α dans le bord diffus possédant une énergie cinétique de 20 MeV, le temps de rotation est de l'ordre de 70-80 (unités $2R/c$). Selon Ericson, le temps de relaxation exprimé dans les mêmes unités est "au moins de 5 à 10 et probablement d'un ordre de grandeur supé-

TABLEAU XV

Distribution radiale des collisions dans l'interaction
des protons avec ^{59}Co - $E_p = 155$ MeV
(statistique portant sur 1 000 événements)

Type de cascade	ZONE						
	1	2	3	4	5	6	7
Toutes cascades	104	430	442	538	474	283	213
P, PN $E^* \leq 50$ MeV	3	13	18	27	27	28	14

TABLEAU XVI

Distribution radiale des collisions dans l'interaction
des protons avec ^{197}Au - $E_p = 155$ MeV
(statistique portant sur 800 événements)

Type de cascade	ZONE						
	1	2	3	4	5	6	7
Toutes cascades	574	781	588	633	525	327	179
P, PN $E^* < 50$ MeV	2	1	3	8	12	6	8
Noyau composé	52	54	49	44	37	4	4

TABLEAU XVII

Distribution radiale des collisions dans l'interaction
des protons avec ^{197}Au - $E_p = 82$ MeV
(statistique portant sur 1 000 événements)

Type de cascade	ZONE						
	1	2	3	4	5	6	7
Toutes cascades	460	768	620	679	664	514	308
P, PN $E^* < 50$ MeV	12	11	5	3	6	8	5
Noyau composé	129	177	135	164	144	94	37

rieur". Cette estimation est faite dans le cadre d'un noyau à puits de potentiel carré et pour un gaz de Fermi.

La présence d'un bord diffus peut entraîner un accroissement de l'influence de ce phénomène, dans le cas des cascades d'interaction directe dont les régions périphériques ont été le siège. Compte tenu de la faible densité nucléonique qui règne dans ces zones, les échanges d'énergie entre les particules doivent être moins fréquents, les libres parcours moyens plus grands. On peut se demander si dans une telle conformation, le temps de relaxation ne serait pas allongé et rendu de ce fait plus comparable au temps de rotation. Il serait dès lors possible d'envisager une émission de particules en provenance du bord diffus, emportant une grande partie de l'énergie laissée par la cascade sinon la totalité, dans un laps de temps tel qu'il n'y ait eu que peu de changements de configuration dans le noyau.

Le calcul des cascades par la méthode de Monte-Carlo permet "de se faire une idée" sur la distribution radiale de l'énergie d'excitation du noyau intermédiaire (tableaux XV, XVI et XVII). Si on compare la répartition radiale des collisions conduisant soit aux cascades P, PN, soit à l'absorption complète du nucléon incident et de son énergie, trois faits essentiels apparaissent dans le cas des interactions p ^{59}Co et p ^{51}V :

- La cascade P, PN a lieu préférentiellement en surface, à fortiori si elle ne laisse que peu d'énergie au noyau intermédiaire.

- L'ensemble des cascades se produit plus superficiellement dans le cas des noyaux légers que dans celui

des noyaux lourds. Ce phénomène était prévisible si on se souvient que le coeur est pratiquement inexistant dans les noyaux légers.

- La probabilité d'absorption complète des protons de 155 MeV dans des noyaux $A = 60$ ou $A = 200$ (en l'occurrence ^{59}Co et ^{197}Au) est négligeable à la surface nucléaire. Par contre, pour une énergie plus faible (82 MeV), la probabilité pour que le proton incident laisse une partie de son énergie à la surface avant d'être entièrement absorbé dans le noyau, est plus importante.

Compte tenu des informations apportées par notre calcul de cascades, les noyaux intermédiaires très excités, pour la plupart dans les régions nucléaires très denses, ne seront pas touchés par une désexcitation non statistique.

Parmi les cascades ayant lieu dans les régions périphériques par l'interaction d'un proton avec un noyau ^A_ZM , et communiquant au noyau transitoire une énergie d'excitation inférieure à 50 MeV, seules les cascades P, P' et P, PN ont la possibilité de conduire, après émission non statistique d'une particule α en sous-structure, à un noyau final $^{A-5}_{Z-2}\text{M}$ ou $^{A-7}_{Z-2}\text{M}$ correspondant aussi aux réactions du type $(p, 3p3n)$ ou $(p, 3p5n)$.

Dans les cas où les noyaux intermédiaires formés sont excités non superficiellement, l'équilibre thermodynamique sera atteint sans qu'il y ait émission de particules. L'application du modèle statistique montre alors que la probabilité d'émettre une particule chargée (proton ou hélion) en fin de chaîne d'évaporation est beaucoup plus faible qu'en début de chaîne. Les réactions $(p, p\alpha Xn)$ avec $X = 2, 3$ ou 4 , seront nettement plus importantes que celles avec $X = 0$ ou 1 .

Examinons le cas d'une cascade P, P' ou P, PN produite à la surface nucléaire; si l'émission d'une particule (en sous-structure dans le noyau) intervient avant que l'équilibre thermodynamique ne soit établi, la probabilité d'atteindre un niveau lié (ne pouvant se désexciter que par photons γ) est plus importante que dans l'éventualité précédemment examinée. On conçoit aisément que le rapport des probabilités de formation $^{A-5}_{Z-2}\text{M}/^{A-7}_{Z-2}\text{M}$ (correspondant aux réactions $(p, \alpha p Xn)$ avec respectivement $X=1$ et $X=3$) puisse être plus grand, si on considère un tel processus plutôt que l'évaporation de particules à partir d'un noyau composé.

Ce même processus dans lequel un proton serait éjecté (au lieu d'une particule α) pourrait aussi rendre compte de la différence entre les résultats calculés et expérimentaux relatifs à la formation des noyaux $^{A-3}_{Z-2}\text{M}$ par une réaction de type $(p, 3pn)$. La section efficace expérimentale de cette réaction est beaucoup plus faible que celle rencontrée pour les autres réactions discutées plus haut, cependant le calcul n'en conduit pas moins à une valeur encore beaucoup plus petite (cinq fois environ) que la valeur expérimentale, faisant apparaître ici un désaccord encore plus flagrant que lors de la formation des autres noyaux résiduels.

Il ne nous est pas possible d'évaluer l'importance de ce phénomène, car cela exigerait un calcul exact des temps de relaxation et de rotation (dont Ericson ne donne que l'ordre de grandeur) et la connaissance d'un modèle nucléaire décrivant bien le processus de changement de configuration.

C O N C L U S I O N

Nous avons entrepris l'étude des réactions $p, 3pXn$ pour acquérir des informations sur la structure externe du noyau. Notre travail expérimental a porté sur les noyaux de masse inférieure à 100, mais nous avons connaissance de résultats concernant des noyaux de masse plus importante.

Nous avons cherché grâce aux résultats expérimentaux en notre possession, à chiffrer l'importance des sous-structures α dans la matière nucléaire, en faisant intervenir dans le calcul de l'interaction des protons incidents avec le noyau, par la méthode de Monte-Carlo, la probabilité de corrélations des nucléons.

Ces calculs dont les résultats ont été éprouvés par rapport à un ensemble d'expériences, nous ont conduits à évaluer à 5, 7 le nombre le plus probable de particules α préformées dans les régions périphériques d'un noyau de ^{197}Au . Cette valeur a été confirmée par une "fourchette" de 5 à 7 particules α (pour ce même noyau) à la suite d'un travail mené par une autre voie (46).

L'estimation de l'étape d'interaction directe par notre méthode de calcul de cascades nucléaires a mis en évidence un fait qui apparaît compatible avec les résultats expérimentaux que l'on possède par ailleurs : la section efficace d'émission d'une sous-structure α par interaction directe n'est pas très dépendante de l'énergie du proton incident, au moins dans le domaine étudié 80 à 155 MeV.

Nos calculs d'interaction directe associés à une désexcitation selon le modèle statistique, nous ont permis d'évaluer l'influence des différentes cascades sur les sections efficaces de formation des noyaux finaux. Dans le cas de ^{51}V et ^{59}Co pour lesquels un calcul complet a été réalisé, les sections efficaces des réactions $p, 3pXn$ se sont avérées peu sensibles à l'incorporation de sous-structures dans les zones périphériques du noyau, l'émission de particules α par évaporation apparaissant notablement plus importante que par un phénomène direct. Par contre dans les noyaux lourds, la contribution de l'émission isotrope est moins prépondérante et dépend étroitement de l'énergie de liaison de la particule α ou du proton dans le noyau considéré.

Des fonctions d'excitation de ces réactions, nous retiendrons que les allures des courbes calculées sont assez voisines de celles trouvées expérimentalement, même si l'ordre de grandeur n'est pas le même. Nous ajouterons en remarque que la complexité des voies de formation des noyaux résiduels et leur nombre ne permettent pas d'attribuer (comme il est fait usuellement pour les réactions p, xn ou p, pxn) tel maximum à l'évaporation de particules, tel plateau à la contribution de l'interaction directe.

Les réactions $p, 3pXn$ induites dans les noyaux moyens ou lourds conduisent à

des sections efficaces dont la variation en fonction du nombre X présente un maximum ; l'abscisse de celui-ci croît avec l'énergie des protons incidents. Ce phénomène n'apparaît pas dans le cas de ^{59}Co et ^{51}V et la position du maximum est telle que $X = 3$, ce qui correspond à la réaction $p, 3p3n$ ou $p, \alpha pn$.

Ce comportement n'a pu être retrouvé par le calcul en deux étapes à l'aide du modèle statistique, malgré une étude des paramètres de densité de niveaux et de section efficace inverse dans le calcul de la désexcitation du noyau transitoire. Puisque les sections efficaces calculées d'émission α par évaporation sont assez importantes pour rendre compte de l'ensemble des réactions $p, 3pXn$, nous avons attribué les causes du désaccord observé entre les résultats calculés et expérimentaux à des défauts de traitement de la désexcitation nucléaire.

Après avoir discuté les conditions de validité du modèle statistique appliqué aux noyaux ^{59}Co et ^{51}V , l'hypothèse d'une désexcitation partielle avant que l'équilibre thermodynamique ne soit établi peut être envisagée et pourrait qualitativement expliquer la nature du désaccord rencontré.

B I B L I O G R A P H I E

- 1 - R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214.
- 2 - D. H. Wilkinson, Rutherford Jubilee Int. Conf. Manchester (1961), section 3/1, 339.
- 3 - G. Igo, L. F. Hansen et T. J. Gooding, Phys. Rev. 131 (1963) 337.
- 4 - P. E. Hodgson, Rutherford Jubilee Int. Conf. Manchester (1961).
- 5 - A. B. Clegg, Phil. Mag. 6 (1961) 1207 ; Proc. Int. Conf. High Energy (1963).
- 6 - R. Serber, Phys. Rev. 72 (1947) 1114.
- 7 - J. P. Cohen, G. Albouy, M. Gusakow et L. Valentin, Phys. Let. 15 (1965) 255 ;
J. P. Cohen, Nucl. Phys. 84 (1966) 316.
- 8 - Y. Le Beyec, M. Lefort et X. Tarrago, J. Phys. 24 (1963), 157 A.
- 9 - G. Le Dallic et R. Debray, communication privée.
- 10 - W. E. Crandall et al., Phys. Rev. 101 (1956) 329.
- 11 - C. Brun, M. Lefort et X. Tarrago, J. Phys. 23 (1962), 371.
- 12 - R. M. Sternheimer, Phys. Rev. 118 (1960) 1045.
- 13 - G. Albouy, J. P. Cohen, M. Gusakow, N. Poffé, H. Sergolle et L. Valentin, Phys. Let. 2 (1962).
- 14 - Nguyen-Long-Den et L. Bloquet, Onde Electrique 446, 1 (1964).
- 15 - Nuclear Data Sheets.
- 16 - M. Hussonnois, Thèse de doctorat de 3ème cycle, Paris 1962.
- 17 - D. Strominger, J. M. Hollander et G. T. Seaborg, Rev. Mod. Phys. 30, II (1958) 585.
- 18 - M. E. Rose, Table of Internal Conversion Coefficients.
- 19 - R. A. Sharp, R. M. Diamond, G. Wilkinson, Phys. Rev. 101 (1956) 1493.
- 20 - P. A. Benioff, Phys. Rev. 119 (1960) 324.
- 21 - L. Valentin, Thèse Paris-Orsay (1964) ; Nucl. Phys. 62 (1965) 81.
- 22 - J. P. Cohen, G. Albouy et N. Poffé, J. Phys. 26 (1965) 427.
- 23 - McGowan, W. T. Milner et H. J. Kim, ORNL CP X1.
- 24 - V. I. Ostroumov, N. A. Perfilov et R. A. Filov, Zh. ETF (USSR) 39 (1960) 105.
English transl. JETP (Soviet Physics) 12 (1961) 77.

- 25 - H. Gauvin, M. Lefort et X. Tarrago, Phys. Let. 4 (1963) 215.
- 26 - K. Harada, Prog. Theor. Phys. 27 (1962) 430.
- 27 - E. Abate, G. Bellini, E. Fiorini et S. Ratti, Nuovo Cim. 22 (1961) 1.
- 28 - M.L. Goldberger, Phys. Rev. 74 (1948) 1268.
McManus, Sharp et Gellman, Phys. Rev. 93 (1954) 924 A.
Rudstam, Thèse Uppsala (1956).
- 29 - N. Metropolis et al., Phys. Rev. 110 (1958) 185.
- 30 - K. Chen et al., Int. Conf. on Int. High Energy Particle with Complex Nuclei,
Leysin (1963).
- 31 - Tavard (Bibliothèque UNIVAC 1107, Orsay).
- 32 - Nguyen-Long-Den, Thèse Orsay (1966).
- 33 - P.E. Tannenwald, Phys. Rev. 87 (1952) 205 ; Phys. Rev. 89 (1952) 508.
- 34 - A.M. Cormack, J.N. Palmieri, N.F. Ramsey et R. Wilson, Phys. Rev. 115 (1959)
599.
- 35 - O. Chamberlain et al., Phys. Rev. 96 (1954) 807.
- 36 - M. Arnold, P.E. Hodgson et D.F. Shaw, Nucl. Phys. 19 (1960) 500.
- 37 - R. Nilson, R.O. Kermann, G.R. Briggs et W.K. Jentschke, Phys. Rev. 104 (1956)
1677.
- 38 - H.E. Gonzett, G. Igo, H.C. Shaw et R. Slobodrian, Phys. Rev. 117 (1960) 1074.
- 39 - P. Dariulat, G. Igo, H.G. Pugh et H.D. Holmgren, Phys. Rev. 137 (1965) B 315.
- 40 - Z. Fraenkel et G. Friedlander (communication personnelle).
- 41 - G.P. Milburn et al., Phys. Rev. 95 (1954) 1268.
- 42 - C. Stephan, Thèse Orsay (1966) ; Gordon Conf. (1966).
- 43 - R. Da Silveira, Thèse Paris (1965) ; Portugal Phys. 4 (1965) 33.
- 44 - J. Genin, P. Radvanyi, Y. Brissaud et C. Detraz, J. Phys. 22 (1961) 636.
- 45 - M. Dubost, M. Lefort, J. Peter et X. Tarrago, Phys. Rev. 136 (1964) B 1618.
- 46 - M. Gusakow, G. Albouy, N. Poffé et C. Riehl, J. Phys. 22 (1961) 636.
- 47 - J.W. Clark et Tso-Pin-Wang, Annals of Phys. 40 (1966) 127.
- 48 - N. Bohr, Nature 137 (1936) 344.
- 49 - J.M. Blatt et V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, J. Wiley and Son,
New-York (1952).
- 50 - V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295.
- 51 - J.D. Jackson, Can. J. Phys. 34 (1956) 767 ; Can. J. Phys. 35 (1957) 21.
- 52 - I. Dostrovsky, Z. Fraenkel et L. Winsberg, Phys. Rev. 118 (1960) 781.
- 53 - R. Da Silveira et M. Lefort, Nucl. Phys. 75 (1966) 641.

- 54 - A. Gilbert et A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.
- 55 - A. Gilbert, F.S. Chen et A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 1248.
- 56 - J. Muto, H. Itoh, K. Okano, N. Shiomi, K. Fukuda, Y. Omori et M. Kihara, Nucl. Phys. 47 (1963) 19.
- 57 - L.E. Bailey, University of California, Rad. Lab. Report UCRL 3330 - Fev. 1956.
- 58 - R. Bimbot, Thèse Paris-Orsay (1966).
- 59 - R.N. Glover et E. Weigold, Nucl. Phys. 24 (1961) 630.
- 60 - T. Ericson, Advances in Physics 9 (1960) 425.
- 61 - B. Gatty, Thèse Orsay (1968).
- 62 - C. Brun, H. Dubost, B. Gatty, M. Lefort et X. Tarrago, Nucl. Phys. A 95 (1967) 337.
- 63 - G. Harp et J.M. Miller, Columbia University Report CU-1019-49 (1966) (unpublished).
- 64 - K. Chen, Z. Fraenkel, G. Friedlander, J.R. Grover, J.M. Miller et Y. Shimamoto, Brookhaven National Laboratory BNL 11653 ; Phys. Rev. (à paraître 1968).
- 65 - N.D. Dudey, L. Kowalski et J.M. Miller, Phys. Rev. 163 (1967) 1074.

TABLE DES MATIERES

	Page
Introduction	1
 <u>PREMIERE PARTIE -</u>	
<u>Chapitre 1 - Méthodes expérimentales</u>	3
I- Faisceau de protons	3
A - Définition en énergie du faisceau	3
B - Monitoring du faisceau	4
II- Cibles	4
III- Traitement des cibles	5
A - Séparations chimiques	5
B - Rendement chimique	6
<u>Chapitre 2 - Mesures physiques</u>	7
I- Mesures γ	7
A - Description de l'appareillage	7
B - Etalonnage de l'appareillage	8
C - Décomposition des spectres γ	9
D - Données sur les schémas de niveaux des isotopes mesurés	10
II- Mesures β	12
A - Montage	13
B - Mesures	13
C - Etalonnage de l'installation β	13
<u>Chapitre 3 - Résultats expérimentaux</u>	14
I- Calcul des sections efficaces de réaction	14
II- Evaluation des erreurs	14
III- Présentation des résultats expérimentaux	15
 <u>DEUXIEME PARTIE -</u>	
<u>Chapitre 1 - Processus des réactions nucléaires à moyenne énergie</u>	19

	Page
I- Modèle de Serber	19
II- Mise en oeuvre	20
Chapitre 2 - Calcul d'interaction directe	21
Introduction	21
I- Principe du calcul	22
II- Hypothèses nouvelles	23
A - La surface diffuse	23
B - Modèle nucléaire	24
C - Diffusion	24
1 - Inélastique	24
2 - Elastique	25
D - Libre parcours moyen	27
E - Effet du potentiel nucléaire sur les particules de cascades	28
F - Franchissement de la barrière de potentiel	28
G - Energie de séparation des particules : neutron, proton, ^4He	29
III- Technique de calcul	29
IV- Résultats	31
A - Section efficace inélastique totale et section efficace de formation du noyau composé	31
B - Distribution angulaire des protons émis	33
C - Probabilité de présence des sous-structures α	34
1 - Distribution en énergie des fragments émis	34
2 - Distribution angulaire des alpha émis	35
3 - Section efficace totale d'émission α	35
4 - Section efficace de la réaction P, PN	35
5 - Comparaison avec un travail théorique	36
Conclusion	37
Chapitre 3 - Désexcitation du noyau transitoire	37
I- Hypothèses théoriques	37
A - Modèle statistique	37
B - Mise en oeuvre du modèle statistique	37
1 - Section efficace du processus inverse	39
2 - Densité de niveaux	39
II- Calcul d'évaporation	39
A - Calcul de la section efficace de la réaction inverse	40
B - Densité de niveau de l'état résiduel	41
Chapitre 4 - Résultats des calculs appliqués aux ^{59}Co et ^{51}V	43
I- Informations fournies par l'ordinateur	43
A - Etape d'interaction directe	43
B - Etape d'évaporation	43
C - Coordination des deux étapes du calcul,	47

	Page
II- Analyse des résultats du calcul.....	47
A - Emission α par interaction directe	47
1 - Section efficace totale	47
2 - Différentes voies d'émission des particules α	48
3 - Comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de plaques nucléaires	49
B - Emission α par évaporation	50
1 - Importance relative de la réaction produite avec émission α , comparée à celle avec émission de nucléons seulement	50
2 - Influence de $\bar{a}$ et R	51
3 - Spectre en énergie des particules évaporées	51
C - Analyse des résultats de l'ensemble du calcul.....	53
 <u>TROISIEME PARTIE</u> -	
Discussion	59
Conclusion	65
Bibliographie	67

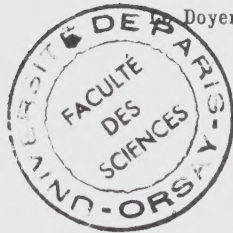
DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

Orsay, le 5 avril 19 68

Doyen de la Faculté des Sciences,



G. Poitou

G. POITOU.

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

ECHALIN

